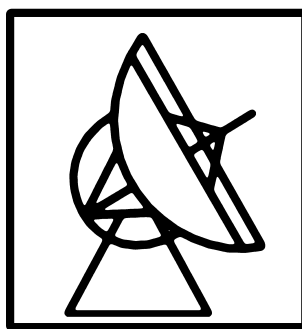


# Die Untersuchung von LT-GaAs submm-Quellen für radioastronomische Anwendungen mit Hilfe ortsaufgelöster Nahfeld -Anregung

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften



angefertigt am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn  
und vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang  
Goethe-Universität in Frankfurt am Main

von

Frank Siebe

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 2005

(DF1)

Vom Fachbereich .....

der Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen

Dekan : .....

Gutachter: .....

Datum der Disputation: .....

... Suppose that the two sources are two independent radio oscillators and that they are not *precisely* tuned at the same frequency (it is very hard to make them at exactly the same frequency), we call the two *independent* sources. Of course, since the frequencies are not exactly equal the phase difference between the two is gradually drifting with time, then the intensity swells and falls like what we call "beats" in sound. [...] But one finds many books which say that two distinct light sources never interfere. This is not a statement of physics, but is merely a statement of the degree of sensitivity of the experiments at the time the book was written (1963). With photocells, very high-speed detection is possible, and one can show that there is an interference for about  $10^{-8}$  sec which varies with time up and down as long one Atom radiates a train of waves. But most detection equipment, of course, does not look at such fine time intervals, and thus sees no interference ...

Nach Richard P. Feynman „*Lectures on Physics I*“ Chap. 32-4 (gekürzt) [1]





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Zielsetzung dieser Arbeit</b>	<b>11</b>
1.1	Projektbezogenes Umfeld dieser Arbeit . . . . .	11
1.2	Motivation von LT-GaAs submm-Quellen in der Radioastronomie . . . . .	12
1.2.1	Intensitätsdetektion . . . . .	12
1.2.2	Heterodyne-Detektion . . . . .	13
1.2.3	Photonische Lokaloszillatoren . . . . .	13
1.3	Aktuelle radioastronomische Projekte mit Beteiligung des MPIfR . . . . .	14
1.3.1	SOFIA / GREAT . . . . .	14
1.3.2	ALMA / APEX . . . . .	16
1.4	Zielsetzung dieser Arbeit . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Das für diese Arbeit aufgebaute Zwei-Farben Lasersystem</b>	<b>19</b>
2.1	Auswahl des verwendeten Lasersystems . . . . .	19
2.2	Grundlagen Halbleiterlaser . . . . .	20
2.2.1	Lichtverstärker/Laserprinzip . . . . .	20
2.2.2	Besetzungsinversion an einem p-n Übergang . . . . .	21
2.2.3	GaAs-Laserdioden . . . . .	22
2.3	Aufbau des Lasersystems . . . . .	22
2.3.1	Verwendete Diodenlaser . . . . .	23
2.3.2	Phasenkompensierte Littman Konfiguration . . . . .	24
2.3.3	Frequenz- und Leistungssteuerung der Diodenlaser . . . . .	25
2.3.4	Verwendeter Laserverstärker . . . . .	29

2.4	Messmethoden zur Charakterisierung des Zwei-Farben Lasersystems . . . .	31
2.4.1	Messung der optischen Differenzfrequenz . . . . .	32
2.4.2	AM-Modulation/Rauschen bis 100 kHz/500 MHz . . . . .	36
2.4.3	FM-Modulation/Rauschen bis 400 MHz . . . . .	38
2.4.4	FM-Rauschen der Schwebungsfrequenz bei 100 MHz . . . . .	39
2.4.5	Longitudinale Moden bis 30 GHz . . . . .	41
2.4.6	Spontane Emission über 50 THz . . . . .	43
2.5	Verknüpfung der durchgeführten Messungen . . . . .	44
2.5.1	Abstimmbarkeit und Leistung . . . . .	45
2.5.2	Spontanes heterodynes Hintergrundrauschen . . . . .	46
2.5.3	AM/FM-Modulationsparamter des Lasersystems . . . . .	46
2.5.4	Kopplung von AM- und FM-Rauschen . . . . .	47
2.6	Bewertung des Zwei-Farben Lasersystems . . . . .	51
2.6.1	Allgemeine Bewertung . . . . .	51
2.6.2	Verwendung bei den durchgeführten Experimenten . . . . .	51
2.6.3	Verwendung als astronomischer Lokaloszillator . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Die verwendete glasfasergestützte Nahfeld-Beleuchtung</b>	<b>53</b>
3.1	Motivation der glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung . . . . .	53
3.1.1	Moden-Reinheit und Strahldurchmesser der Laserstrahlung . . . . .	54
3.1.2	Ortsaufgelöstes Beleuchten der Photomischer . . . . .	54
3.1.3	Anwendung als astronomischer Lokaloszillator . . . . .	55
3.2	Eigenschaften der verwendeten Single-Mode-Glasfaser . . . . .	55
3.2.1	Theoretischer Ansatz zum Strahlprofil der verwendeten Glasfaser . .	56
3.2.2	Experimentelle Bestimmung des Strahlprofils der verwendeten Glas- faser . . . . .	58
3.2.3	Räumliche Überschneidung der zwei Laser Farben . . . . .	60

3.2.4	Polarisationsvariation durch die verwendete Single-Mode Glasfaser . . . . .	63
3.2.5	Einkoppelverluste und Etalon-Effekte beim Übergang Glas-Luft-GaAs . . . . .	64
3.3	Experimentelle Realisierung der glasfasergestützten Beleuchtung . . . . .	68
3.3.1	Mechanischer Aufbau der Positioniereinheit . . . . .	69
3.3.2	Messtechnischer Aufbau und Möglichkeiten, die die Positionierein- heit bietet . . . . .	70
3.3.3	Automatische Steuerung der Positioniereinheit . . . . .	73
3.3.4	Abstandsbestimmung Glasfaserspitze/Photomischer . . . . .	75
3.3.5	Korrektur bei Verkipfung der Probe . . . . .	78
3.4	Bewertung der glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung . . . . .	80
3.4.1	Verwendung bei den durchgeführten Experimenten . . . . .	81
3.4.2	Verwendung als astronomischer Lokaloszillator . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Numerische Simulation der verwendeten LT-GaAs Photomischer</b>	<b>83</b>
4.1	DC-Photostrom Simulation . . . . .	83
4.1.1	Motivation einer orts aufgelösten Simulation . . . . .	84
4.1.2	Bei der Simulation verwendeter orts aufgelöster Ansatz . . . . .	86
4.1.3	Mehrstufige Lösung des orts aufgelösten Ansatzes . . . . .	86
4.1.4	Numerische Umsetzung des Lösungsansatzes . . . . .	88
4.1.5	Programmtechnische Umsetzung der iterativen Lösung . . . . .	91
4.1.6	Vorstellung der Ergebnisse der Simulation im Vergleich zu den durchgeführten Experimenten . . . . .	92
4.2	Bewertung der durchgeführten Simulation . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Vorstellung der verwendeten LT-GaAs Photomischer/ Antennenstrukturen</b>	<b>97</b>
5.1	Optische und elektrische Eigenschaften von LT-GaAs . . . . .	97
5.1.1	Geforderte Eigenschaften . . . . .	97

5.1.2	Herstellung und Besonderheiten . . . . .	98
5.1.3	Photostromgenerierung . . . . .	99
5.2	Vorstellung der untersuchten Photomischer/Antennenstrukturen . . . . .	102
5.2.1	Untersuchte Photomischer/Antennenstrukturen . . . . .	104
5.2.2	Mechanischer/Optischer Aufbau des verwendeten Mischerblocks . .	104
5.3	Verwendete Antennen/Filterstrukturen . . . . .	106
5.3.1	Allgemeine Abmessungen der Filterstruktur . . . . .	107
5.3.2	Abstrahlungscharakteristik der $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ und $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ Antennenstruktur . . . . .	110
5.3.3	Frequenzverhalten der $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ und $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ Antennenstruktur . . . .	113
5.3.4	Polarisations-Eigenschaften der $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ Antennenstruktur . . . . .	115
5.3.5	Modifizierte Antennenstruktur $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ , $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$ und $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$ . . . . .	117
5.4	Bewertung der verwendeten LT-GaAs Photomischer/Antennenstrukturen . .	118
<b>6</b>	<b>An den LT-GaAs-Photomischern durchgeführten Nahfeld-Messungen</b>	<b>121</b>
6.1	DC-Photostrom Messung bei einseitiger Beleuchtung der Metallisierung . .	122
6.1.1	DC-Photostrom an der Koplanaren-Zuleitung . . . . .	124
6.1.2	DC-Photostrom an der V-förmigen Zuleitung . . . . .	125
6.1.3	Vergleich mit überbrückender Beleuchtung der Metallisierung . . . .	126
6.1.4	Diskussion der Ergebnisse der DC-Photostrom Messungen . . . . .	128
6.2	I-RF Kennlinienfeld mit Hilfe von 1D-Messungen . . . . .	129
6.2.1	Motivation/Idee der 1D-Messung . . . . .	129
6.2.2	2D-Messung als Einführung der 1D-Messung . . . . .	129
6.2.3	I-RF Kennlinienfeld durch 1D-Messungen über den Spalt . . . . .	131
6.3	I-RF Kennlinie mit Hilfe von 2D-Messungen . . . . .	134
6.4	Bewertung der 1D- und 2D-Charakterisierung der untersuchten LT-GaAs Photomischer . . . . .	137

<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>139</b>
7.1 Aufgebautes Zwei-Farben Lasersystem . . . . .	139
7.2 Numerische Simulation . . . . .	139
7.3 Durchgeführte Nahfeld-Messungen . . . . .	140

## Anhang

<b>A Physikalische/mathematische Zusammenhänge</b>	<b>141</b>
A.1 Schwebungssignal zweier Elektromagnetischer-Wellen . . . . .	141
A.2 Beobachtete Modulationsarten (AM, FM/PM, POL) . . . . .	144
A.2.1 AM-Modulation . . . . .	144
A.2.2 FM/PM-Modulation . . . . .	145
A.2.3 POL-Modulation . . . . .	146
A.3 Beschreibung von $LE_q:TEM_{mn}$ Laser/Etalon Moden . . . . .	147
A.4 Einheiten und Normierung . . . . .	148
A.4.1 dB, dBm und dBmV . . . . .	148
A.4.2 MSA, DSA und OSA Normierung . . . . .	148
<b>B Grundlagen der verwendeten submm/optischen Detektoren</b>	<b>151</b>
B.1 Golay Zelle . . . . .	151
B.1.1 Allgemeiner Aufbau und Funktionsprinzip . . . . .	151
B.1.2 Der bei den Experimenten verwendete Aufbau . . . . .	153
B.1.3 Empfindlichkeit/Chopprfrequenz . . . . .	154
B.1.4 Bewertung der Golay-Zelle . . . . .	155
B.2 Optischer Spektrum Analysator (OSA) . . . . .	155
<b>C Bei der numerischen Simulation verwendete Scriptsteuerung</b>	<b>157</b>
C.1 Script Beispiel . . . . .	157

## Verzeichnisse/Referenzen

Verwendete Variablen und Bezeichnungen	159
Abbildungsverzeichnis	165
Tabellenverzeichnis	171
Literaturverzeichnis	173
Akademischer Lebenslauf	177
Danksagung	179

# Kapitel 1

## Einleitung und Zielsetzung dieser Arbeit

In dieser Arbeit wird eine Methode und ihre Anwendung zur Untersuchung von LT-GaAs<sup>1</sup> submm-Quellen<sup>2</sup> für radioastronomische Anwendungen mit Hilfe einer orts aufgelösten Nahfeld-Anregung bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm sowie das für diese Untersuchung nötige und für diese Arbeit mitentworfene und aufgebaute experimentelle Umfeld vorgestellt. Zur Analyse und zur Optimierung der untersuchten submm-Quellen werden die gewonnenen experimentellen Ergebnisse durch numerische Berechnungen der elektrischen und optischen Eigenschaften der untersuchten submm-Quellen unterstützt.

Zusätzlich bietet der experimentelle Aufbau und die Charakterisierung des für diese Arbeit benutzten Zwei-Farben Lasersystems und der benutzten Nahfeld-Anregung die Möglichkeit, einen Einsatz dieser oder ähnlich konzipierter Systeme im Zusammenhang mit den untersuchten submm-Quellen für eine radioastronomische Anwendung als Lokaloszillator in einem submm-Empfänger zu bewerten.

### 1.1 Projektbezogenes Umfeld dieser Arbeit

Diese Arbeit ist am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn (MPIfR) im Bereich mm- und submm-Astronomie unter Prof. Dr. Karl M. Menten[2] angefertigt und beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität (JWG) mit Betreuung durch Prof. Dr. Hartmut Roskos[3] vorgelegt worden.

Bis zu dieser Arbeit ist am MPIfR keine aktive Forschung im Umfeld mit nahinfraroten Laser bei 780 nm oder mit durch sie angeregten submm-Quellen betrieben worden. Dadurch ist es im Rahmen dieser Arbeit möglich, diesen Forschungsbereich mit zu konzipieren und die nötigen experimentellen Aufbauten neu zu entwickeln und sie im Rahmen dieser Arbeit auch selbständig realisieren zu können. Dabei musste ein kompletter Umzug der

---

<sup>1</sup> Bei niedrigen Temperaturen (LT) gewachsenes Gallium-Arsenid (GaAs). siehe auch Kapitel 5

<sup>2</sup> submm  $\hat{=}$  300 GHz-3 THz

beteiligten Arbeitsgruppe in ein neues Gebäude sowie mehrere unerwartete personelle Wechsel innerhalb der Arbeitsgruppe berücksichtigt werden.

Projektbezogen ist diese Arbeit innerhalb des MPIfR den internationalen radioastronomischen Projekten SOFIA<sup>1</sup> und ALMA<sup>2</sup>, an denen das MPIfR mit Teilprojekten beteiligt ist, zuzuordnen. Im besonderen ist hierbei der GREAT<sup>3</sup> Empfänger im Zusammenhang mit SOFIA zu sehen. Auch ist eine Anwendung innerhalb des APEX<sup>4</sup> Teleskopes des MPIfR denkbar. Eine einführende Vorstellung dieser Projekte wird in Abschnitt 1.3.1 und 1.3.2 gegeben.

Zeitlich sind diese Projekte auch am Ende dieser Arbeit noch in der Planungs- oder Aufbauphase, so dass es möglich ist, die durch diese Arbeit gewonnen Erkenntnisse in diese Projekte einfließen zu lassen.

## 1.2 Motivation von LT-GaAs submm-Quellen in der Radioastronomie

In der Radioastronomie werden unabhängig der verwendeten Wellenlängen im allgemeinen zwei unterschiedliche Ansätze zur Detektion der zu beobachteten elektromagnetischen Strahlung eingesetzt. Beide hier vorgestellte Ansätze finden auch in den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten Anwendung.

### 1.2.1 Intensitätsdetektion

Ein Ansatz zur Detektion von Strahlung im mm- und submm-Bereich besteht darin, die Intensität der mit Hilfe von Reflektoren gebündelten Strahlung anhand der Erwärmung eines Probekörpers zu bestimmen (Sozusagen die Wärme des Sternenlichtes messen). Dabei finden im allgemeinen auf milliKelvin gekühlte supraleitende Bolometer Anwendung. Auch repräsentiert die in dieser Arbeit verwendete und im Anhang B.1 vorgestellte Golay-Zelle eine Realisierung dieses Detektionsansatzes. Der Vorteil dieser Methode ist, dass es mit einem Bolometer möglich ist, gleichzeitig bis zu 250 räumliche Kanäle aufzunehmen, um so eine bildgebende Detektion zu erhalten. Der Nachteil dieser Methode ist, dass sie keine Frequenzauflösung hat. Die Frequenzauflösung muss mit Hilfe von speziellen Bandpassfiltern vor der eigentlichen Detektion vorgenommen werden. Somit eignet sich dieser Detektionsansatz besonders gut für breitbandige Quellen und zur grossflächigen Kartographierung des Himmels.

---

<sup>1</sup> SOFIA=Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy[4]    <sup>2</sup> ALMA=Atacama Large Mirror Array[5]

<sup>3</sup> GREAT=German Receiver for Astronomy at THz Frequencies[6]    <sup>4</sup> APEX=Atacama Pathfinder Experiment[7]



### 1.2.2 Heterodyne-Detektion

Ein anderer Ansatz besteht darin, die gebündelte elektromagnetische Strahlung direkt mit Hilfe einer Antenne zu empfangen (analog zum klassischen Radioempfang). Da es im allgemeinen nicht möglich ist, die extrem hochfrequente elektromagnetische Strahlung direkt zu verstärken oder weiter zu verarbeiten, wird die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung mit Hilfe eines Heterodyn-Mischers in einen niedrigeren Frequenzbereich transformiert, indem eine Verstärkung und Weiterverarbeitung möglich ist. Durch die heterodyne Detektionsweise ist es möglich, Frequenzbereiche von bis zu 5 THz mit einer Frequenzauflösung bis zu 45 kHz zu detektieren (GREAT[8]). Allerdings ist es nur möglich, wenige räumliche Kanäle parallel in einem Empfänger zu realisieren. Die hohe Frequenzauflösung ermöglicht aber die relativen Bewegungen in einem Objekt durch Dopplerverbreiterungen der beobachteten Übergänge bis auf einige m/s über astronomische Distanzen hinweg genau zu bestimmen[8].

Eine Alternative zur Integration mehrerer räumlicher Kanäle innerhalb eines Empfängers stellt das interferometrische Verknüpfen mehrerer einzelner Teleskope dar, wie es im ALMA Projekt mit bis zu 64 Einzelteleskopen realisiert werden wird.

Die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs submm-Quellen sollen nun innerhalb dieser heterodyn Detektion als Lokoszillator Anwendung finden. Der Lokoszillator legt dabei die Basisfrequenz fest mit der das astronomische Signal transformiert wird und liegt deshalb im selben Frequenzbereich wie das zu untersuchende astronomische Signal. Zur Generierung dieser Basisfrequenz werden Festkörperschaltungen (Solid-State) mit nichtlinearen Multiplikatoren, wie auch FIR-Laser, an einer Vielzahl von Teleskopen im täglichen Betrieb benutzt. Als neue Klasse stellen hierbei die Photonischen-Lokoszillatoren, wie sie durch die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs submm-Quellen repräsentiert werden, dar.

### 1.2.3 Photonische Lokoszillatoren

Die Möglichkeit, eine Basis oder Referenzfrequenz mit Hilfe der Überlagerung zweier Lichtquellen zu generieren, ist nicht neu und wird, durch die, wie im Zitat auf Seite 3 aus dem Jahre 1963 dargelegt, von der Frequenzstabilität oder Kohärenz der verwendeten Lichtquellen und der Empfindlichkeit der verwendeten Detektoren bestimmt. Die zeitliche Länge der Interferenz kann, wie im weiteren Verlauf des zitierten Kapitels vorgeschlagen, durch die Benutzung eines

„*very complicated thing [...] called LASER*” [1]

fast beliebig vergrößert werden. Für die Entwicklung entsprechend schneller Photodetektoren stand 1963 das in dieser Arbeit verwendete LT-GaAs als Grund-Substrat noch nicht zur Verfügung. Mit dem hier benutzten LT-GaAs submm-Quellen ist es aber nun möglich, den gesamten submm-Bereich abzudecken. Um einen Überblick über die benötigten Spezifikationen eines photonischen Lokaloszillators hinsichtlich Frequenzbereich, Leistung und Stabilität zu erhalten, ist es notwendig, einige konkrete radioastronomische Projekte, in denen die Anwendung eines Photonischen-Lokaloszillators Gegenstand der aktiven Diskussion ist und an denen das MPIfR mit Teilprojekten beteiligt ist, zu betrachten.

### 1.3 Aktuelle radioastronomische Projekte mit Beteiligung des MPIfR

In diesem Abschnitt werden zwei aktuelle radioastronomische Projekte vorgestellt, an denen das MPIfR beteiligt ist und bei denen ein Einsatz eines Photonischen-Lokaloszillators aktiv diskutiert wird. Die grundlegende Konzipierung dieser Projekte wird dabei dadurch geprägt, dass die Absorption des Wasserdampfes in der Atmosphäre das größte Hindernis bei Beobachtungen im submm-Bereich darstellt. Die Lösung stellt dabei das Ausweichen an Orte mit großen Höhen und sehr trockenem Klima dar. Weltweit bieten dabei Hawaii ( $\approx 4300$  m), die Antarktis ( $\approx 3000$  m), die Anden ( $\approx 5000$  m), oder ein Flugzeug/Ballon ( $>10$  km) gestütztes System die beste Umgebung. So wurde auch für die hier vorgestellten Projekte ein Hochtal in den Chilenischen Anden (ALMA) und ein flugzeuggestütztes System (SOFIA) gewählt.

#### 1.3.1 SOFIA / GREAT

Ein aktuelles radioastronomisches Projekt, bei dem die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs submm-Quellen und die aufgebauten Experimente als Grundlage für eine dortige Anwendung dienen können, ist das von der NASA<sup>1</sup> und dem DLR<sup>2</sup> umgebaute SOFIA-Flugzeug und dort im speziellen der GREAT-Empfänger anzusehen, der am MPIfR entwickelt und aufgebaut wird.

Bei dem SOFIA-Flugzeug handelt es sich um eine in Abbildung 1.1 abgebildete umgebaute BOEING-747SP<sup>3</sup>, in der der hintere Teil der Kabine abgetrennt wird und ein Spiegelteleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 2,7 m und einem Gesamtgewicht von  $\approx 20$  Tonnen eingebaut wird. Während der Beobachtung in  $\approx 12$  km Höhe wird das in

---

<sup>1</sup> NASA=National Aeronautics and Space Administration [9]    <sup>2</sup> DLR=Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt[10]    <sup>3</sup> Verkürzte Frachtvariante der BOEING-747 mit größerer Reichweite/Flughöhe



**Abbildung 1.1 :** Boeing-747SP des SOFIA-Projekts, Bildmontage nach[4].

der Abbildung noch geschlossene Dach (dunkler-Bereich) geöffnet, so dass eine ungestörte Beobachtung erfolgen kann. Der GREAT-Empfänger des MPIfR ist als Teil der Erstausrüstung (1<sup>st</sup> Light Instruments) für SOFIA vorgesehen. Dabei werden von GREAT drei Frequenzbänder untersucht[8].

Freq. Band	Frequenz[THz]	Zuständigkeit
Low-Freq.	1,6-1,9	[KOSMA] <sup>1</sup>
Mid-Freq.	2,4-2,7	[MPIfR]
High-Freq.	ca.4,7	[DLR-WP] <sup>5</sup>

Zur Analyse der Signale kommt unter anderem ein akustisch-optisches Spektrometer (AOS) mit 4 Bändern mit jeweils 1 GHz Bandbreite zum Einsatz. Dabei beträgt die Frequenzauflösung 1 MHz. In einem speziellen hochauflösendem Modus kann die Frequenzauflösung dabei zusätzlich auf Kosten der Bandbreite bis auf 45 kHz erhöht werden.

Diese Frequenzauflösungen legen auch die benötigte Frequenzstabilität des verwendeten Lokaloszillators fest. Für die benötigte Ausgangsleistung der zu benutzenden Lokaloszillatoren gehen die Abschätzungen weit auseinander (100 nW-10  $\mu$ W), je nach Art der Einkopplung und des verwendeten heterodynischen Mischers. 1  $\mu$ W sollten nach allgemeiner Meinung bei einer geeigneten Einkopplung aber ausreichend sein.

<sup>1</sup> KOSMA = I. Physikalisches Institut der Universität Köln

<sup>2</sup> DLR-WP = DLR-Institut für Weltraum-

sensorik & Planetenerkundung



**Abbildung 1.2 :** Radioteleskope des ALMA-Projekts, Bildmontage nach[5].

### 1.3.2 ALMA / APEX

Ein weiteres internationales Projekt ist das ALMA-Array in der chilenischen Atacama Wüste auf der Hochebene „Llano de Chajnantor“ auf  $\approx 5000$  m Höhe. Dort soll ein interferometrisch gekoppeltes Array von 64 Spiegelteleskopen mit jeweils einem Spiegeldurchmesser von 12 m und einem Abstand untereinander von bis zu 10 km aufgebaut werden. Dies stellt das größte jemals durchgeführte internationale radioastronomische Projekt dar, an dem die USA, Europa und Japan mit einer Vielzahl von Instituten beteiligt sind[5]. In Abbildung 1.2 ist eine modellhafte Darstellung der Teleskope dargestellt. Die Beobachtungen sollen dabei in den folgenden 10 Frequenzbändern stattfinden[11],

Band	Frequenz[GHz]	Band	Frequenz[GHz]
1	31-45	6*	211-275
2	67-90	7*	275-370
3*	84-116	8	385-500
4	125-163	9*	602-720
5	163-211	10	787-950

die den atmosphärischen Fenstern in der Atmosphäre entsprechen. Band 3\*, 6\*, 7\* und 9\* sind dabei als Erstausrüstung geplant. Ein Realisierung eines Photomischer Ansatzes zur Realisierung der benötigten Lokaloszillatoren wird schon seit einiger Zeit [12] aktiv diskutiert. Da bei ALMA die Signale der einzelnen Antennen interferometrisch überlagert

werden, muss an allen Antennen ein phasenstabiles Referenzsignal anliegen. Geht man, wie in [11] beschrieben von einer 90%igen Überlappung bei 960 GHz aus, ergibt sich ein maximales Phasenrauschen für alle Antennen  $< 77$  fsec, das unabhängig von der verwendeten Referenzquelle nur mit einer aufwendigen Stabilisierung zu realisieren ist.

Die aufwendige Verteilung des phasenstabilen Referenzsignals wird dabei in der aktuellen Planung durch die optische Übertragung einer  $\approx 100$  GHz Referenz realisiert. Aus dieser werden die benötigten hochfrequenten Referenzfrequenzen innerhalb der einzelnen Teleskope synthetisiert. Mit einem direkten photonischen Ansatz könnte diese aufwendige und kostspielige Synthese innerhalb der 64 Teleskope entfallen und das Referenzsignal direkt mit Hilfe eines photonischen Lokaloszillators erzeugt werden. Da die Verteilung des optischen Referenzsignals nur auf 1550 nm Technik zu realisieren ist, können die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs Photomischer dabei nicht eingesetzt werden.

Als Ersatzmaterial bietet sich InP<sup>1</sup> an, welches sich aber nur für den unteren submm-Bereich eignet. Deshalb ist parallel zu dem in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Umfeld ein zweites bei einer Wellenlänge um 1550 nm aufgebaut worden. Dabei finden ähnliche Laserquellen wie bei dem in dieser Arbeit besprochenem Lasersystem Anwendung, so dass die in dieser Arbeit gewonnenen Daten und Schlussfolgerungen auch auf das 1550 nm Lasersystem anzuwenden sind.

Neben ALMA wird in der selben Hochebene ein weiteres vom MPIfR projektiertes Teleskop aufgebaut. APEX entspricht in seinen Abmessungen von 12 m Durchmesser den der ALMA Teleskope und ist als ein Prototyp dieser anzusehen. Durch eine genauere Oberfläche und anderen Modifikationen ist es aber zusätzlich für Frequenzen  $> 950$  GHz tauglich, so dass auch Frequenzbänder ähnlich denen bei SOFIA untersucht werden können. Bei APEX als Einzelteleskop ist es auch möglich, die in dieser Arbeit beschriebenen photonischen Lokaloszillatoren auf LT-GaAs Basis mit einer Anregung bei 780 nm zu benutzen.

## 1.4 Zielsetzung dieser Arbeit

Zu Anfang dieser Arbeit war die Zielsetzung bedingt durch den völligen Neuaufbau des Arbeitsfeldes innerhalb des MPIfR noch offen, deshalb ist auch parallel zu dieser Arbeit ein ähnliches experimentelles Umfeld für die Untersuchung von auf InP basierenden Photomischern bei einer Wellenlänge um 1550 nm aufgebaut worden. Erste vielversprechende Messergebnisse wie sie in [13] auch veröffentlicht sind, konnten in der Folgezeit durch Schwierigkeiten bei der komplizierten Prozessierung der auf InP basierenden Photomischer in Zusammenarbeit mit der Universität Duisburg nicht reproduziert werden.

---

<sup>1</sup> Indium-Phosphit

Deshalb beschäftigt sich diese Arbeit ausschließlich auf LT-GaAs basierende Photomischer und das verwendete Lasersystem bei 780 nm. Das 1550 nm Lasersystem sowie die dort benutzte Nahfeld-Beleuchtung ist analog aufgebaut zu dem in dieser Arbeit besprochenem Lasersystem bei 780 nm, so dass die in diesen Teilen der Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und Messmethoden auch auf das 1550 nm Lasersystem übertragen werden können.

Im einzelnen werden nun die zu erreichenden Zielsetzungen für die einzelnen in dieser Arbeit beschriebenen Themenkomplexe vorgestellt. Inwieweit diese Ziele auch mit dieser Arbeit erreicht werden, wird im Abschluss dieser Arbeit in der Zusammenfassung in Kapitel 7 erläutert.

### **a) Lasersystem**

Entwicklung und Aufbau eines Lasersystems bei 780 nm, das für den Laborbetrieb von Photonischen-Lokaloszillatoren auf LT-GaAs Basis geeignet ist. Etablieren einer Messumgebung, die eine Bewertung/Optimierung des aufgebauten Lasersystems ermöglicht, so dass eine Abschätzung über die Tauglichkeit eines ähnlich konzipierten Systems bei SOFIA/GREAT oder ALMA/APEX geeignet ist.

### **b) Glasfaseraufbau**

Entwicklung und Aufbau eines Glasfaseraufbaus mit dem es möglich ist, die untersuchten LT-GaAs Photomischer kontrolliert beugungsbegrenzt und orts aufgelöst mit Hilfe des durch die Glasfaser generierten Nahfeldes beleuchten zu können.

### **c) Numerische Simulation**

Entwicklung und Realisierung eines Simulationstools mit dem es möglich ist, das DC-Photostromverhalten der untersuchten LT-GaAs Photomischer zu berechnen, um sowohl die Ergebnisse der mit Hilfe der Nahfeldbeleuchtung gewonnenen Messungen zu bestätigen als auch die Möglichkeit Vorhersagen über zukünftige Photomischer zu treffen.

### **d) An den LT-GaAs Photomischern durchgeführte Messungen**

Demonstration und Vorstellungen der Möglichkeiten, die das aufgebaute Lasersystem und die verwendete Nahfeld-Beleuchtung im Zusammenhang mit den für diese Arbeit untersuchten LT-GaAs Photomischer bietet. Diskussion der durch die Messungen gewonnenen Messdaten im Hinblick auf abgestrahlte submm-Strahlung und die mögliche Optimierung in Frequenz- und Leistungsverhalten.

## Kapitel 2

### Das für diese Arbeit aufgebaute Zwei-Farben Lasersystem

In diesem Kapitel wird das verwendete Zwei-Farben Lasersystem beschrieben, welches im Rahmen der durchgeführten Experimente für diese Arbeit am MPIfR entwickelt und aufgebaut wurde. Bei der Beschreibung des verwendeten Lasersystems wird besonders auf die für die Experimente notwendigen Eigenschaften und experimentellen Möglichkeiten, die das aufgebaute Lasersystem bietet, näher eingegangen. Dazu wird in Abschnitt 2.2 eine kurze Einführung in die physikalischen Grundlagen der verwendeten Halbleiterlaser gegeben. Anschließend wird in Abschnitt 2.3 der Aufbau der verwendeten Komponenten des Lasersystems beschrieben. Im Abschnitt 2.4 schließt sich eine Erklärung der aufgebauten und verwendeten Messmethoden an, welche zur Charakterisierung des Lasersystems verwendet werden und während der Experimente als Kontrollfunktion dienen. Eine besondere Rolle spielt hierbei die Möglichkeit der Abstimmbarkeit und das Rauschverhalten des Lasersystems. Abschließend werden dann im Abschnitt 2.5 die erhaltenen Charakteristika und Möglichkeiten in Bezug auf die durchgeführten Experimente und die mögliche Anwendung dieses oder eines ähnlich konzipierten Lasersystems als astronomischer Lokal-Oszillator dargestellt und diskutiert. Auf die Besonderheiten der für die Experimente verwendete glasfasergestützte Beleuchtung der untersuchten photokonduktiven LT-GaAs-Photomischer wird dabei im nächsten Kapitel 3 eingegangen.

#### 2.1 Auswahl des verwendeten Lasersystems

Am MPIfR sind bis zum Anfang dieser Arbeit noch keine konkreten Experimente mit Nahinfrarot-Laser durchgeführt worden, deshalb musste im Rahmen des SOFIA-Projektes ein komplett neues Lasersystem bei einer Zentralwellenlänge um  $\approx 780$  nm aufgebaut werden. Im Hinblick auf ein möglichst kompaktes und unempfindliches System, welches sich auch für einen astronomischen Einsatz eignet, ist ein Lasersystem aus zwei kommerziellen abstimmbaren Diodenlaser und einem einzelnen Laser-Verstärker ausgewählt und aufgebaut worden.

Alternativ zu dem in dieser Arbeit aufgebauten Lasersystem ist es möglich, einen zweifarbigem Ti:Saphir Laser als Grundlage, wie in [14] aufgebaut und unter anderem in [15] und [16] benutzt, zu verwenden. Diese Variante scheidet aber aus Gründen der Kompaktheit und Zweifel an der Abstimmbarkeit/Stabilität aus. Die Verwendung eines vollständig glasfasergestützten Aufbaus, wie er parallel zu dieser Arbeit bei einer Zentralwellenlänge von 1550 nm erfolgreich realisiert wurde, scheitert an der nicht vorhandenen Verfügbarkeit von entsprechenden optischen Komponenten bei 780 nm. Der Aufbau eines nichtkommerziellen Systems aus einzelnen Komponenten, wie es zum Beispiel in [17] vorgestellt wird, konnte aus personellen Gegebenheiten nicht realisiert werden.

Ein neuer Ansatz verspricht die Verwendung einer modifizierten Litrow Anordnung, wie sie in [18] vorgestellt wird. Mit ihr ist es möglich eine durchstimbare ortsfeste Emission von bis zu 1 W zu erreichen. Für die Durchführung dieser Arbeit stand dieses Laserdesign aber noch nicht zur Verfügung, so dass es bei dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt werden konnte.

## 2.2 Grundlagen Halbleiterlaser

In diesem Abschnitt wird eine kurze Einführung in die physikalischen Grundlagen des Laserprinzips und der verwendeten Halbleiterlaser gegeben, soweit sie für diese Arbeit von Bedeutung sind. Auf die dabei verwendeten Laserresonatoren und ihre Eigenschaften wird im Abschnitt 2.3.2 und 2.3.4 gesondert eingegangen.

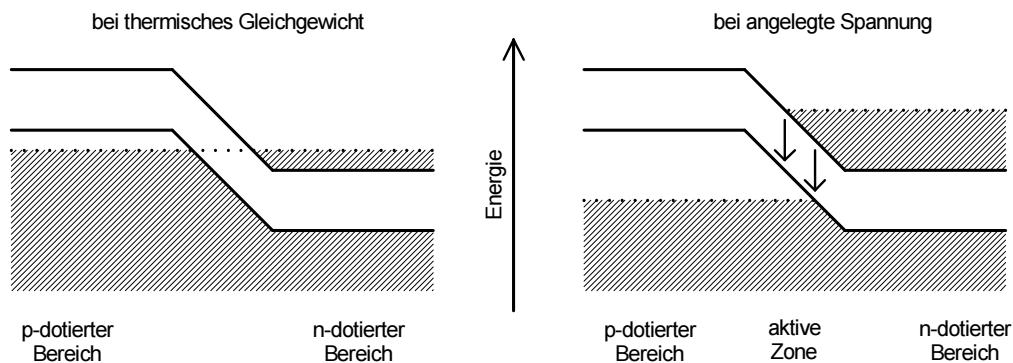
### 2.2.1 Lichtverstärker/Laserprinzip

Als Grundlage des Laserprinzips ist eine durch stimulierte Emission gebildete gerichtete Lichtverstärkung oder auf Photonen bezogen eine Erhöhung der Ausgangs-Photonendichte  $n$  anzusehen. Dies geschieht in einem Zwei-Energie-System  $E_2 > E_1$  mit einer Energiedifferenz  $E_2 - E_1$ , die der der Energie der Ausgangsphotonen  $h\nu$  entspricht. Solch ein System lässt sich nach Einstein[19] mit Hilfe der Einsteinkoeffizienten für Absorption  $B_{12}$ , stimulierte Emission  $B_{21}$  und spontane Emission  $A_{21}$  mit

$$\frac{dn}{dt} = -N_1 B_{12} + N_2 B_{21} + N_2 A_{21} \quad (2.2-1)$$

beschreiben.  $N_1$  und  $N_2$  repräsentieren den Besetzungszustand der beiden Energiezustände  $E_1$  und  $E_2$ . Da  $B_{21}=B_{12}$  gilt, muss für eine Erhöhung der Photonendichte  $\frac{dn}{dt} > 0$ , bei Vernachlässigung der ungerichteten spontanen Emission,  $N_2 > N_1$  gelten. Um diese nicht





**Abbildung 2.1 :** Besetzungszustände innerhalb eines p-n Übergangs.

im thermischen Gleichgewicht liegende Besetzungsinversion zu generieren, werden im allgemeinen Fall noch weitere Energiezustände benötigt, die ein Pumpen von  $E_2$  und ein Entleeren von  $E_1$  ermöglichen.

Aus diesem Lichtverstärker wird nun dadurch ein klassischer Laser, indem ein Teil der verstärkten Photonen  $n$  durch eine geeignete Spiegelgeometrie wieder in den Lichtverstärker zurückreflektiert werden. Im nächsten Abschnitt wird eine Realisierung solch eines Laserprinzips auf Basis eines p-n Übergangs innerhalb eines GaAs-Halbleiters vorgestellt, das innerhalb dieser Arbeit Anwendung findet, sowohl als Lichtverstärker wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, als auch als Laser wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben.

## 2.2.2 Besetzungsinversion an einem p-n Übergang

Mit Hilfe eines durch gezielte Dotierung veränderten GaAs-Halbleiters ist es möglich, einen p-n Übergang zu realisieren, der, wie im vorigen Abschnitt 2.2.1 besprochen, eine Besetzungsinversion in zwei Energiezuständen erzeugen kann.

Bei einem intrinsischen Halbleiter ist bei  $T=0\text{ K}$  nur das Valenzband voll besetzt, während das Leitungsband unbesetzt ist. Bei Raumtemperatur hingegen ist auch das Leitungsband schwach besetzt. Durch Dotierung mit Fremdatomen lässt sich auch bei Raumtemperatur das Valenz- und das Leitungsband, wie in Abbildung 2.1 auf der linken Seite dargestellt, so verschieben, dass im n-dotierten Bereich Elektronen ins Leitungsband gelangen, während im p-dotierten Bereich Löcher im Valenzband zur Verfügung stehen. Durch Anlegen einer externen Spannung, wie in Abbildung 2.1 auf der

rechten Seite dargestellt, kann es nun zu einer Überschneidung beider Besetzungszonen kommen, so dass eine Rekombination mit Erzeugung eines Photons von Löchern und Elektronen stattfinden kann. Diese Überschneidung innerhalb einer aktiven Zone entspricht der in Abschnitt 2.2.1 besprochenen Besetzungsinversion, so dass durch induzierte Rekombination sich eine Lichtverstärkung ausbilden kann. Diese p-n-Übergangsstruktur wird wegen ihres optischen und elektrischen Verhaltens im allgemeinen als Laserdiode bezeichnet.

### 2.2.3 GaAs-Laserdioden

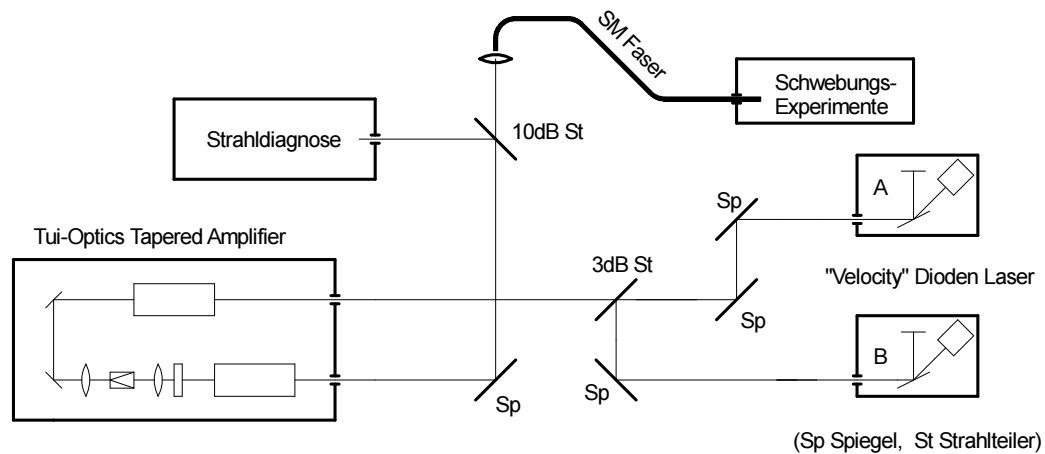
Bei dieser Arbeit finden kommerzielle Diodenlaser [20] mit heterodyn aufgebauten Laserdioden Anwendung. Dabei wird die in Abschnitt 2.2.2 beschriebene p-n-Übergangsstruktur in weitere Schichten aus n-GaAlAs und p-GaAlAs eingebettet. Dieses Einbetten der aktiven Zone mit einem Material von geringeren Brechungsindex erzeugt eine optische Führung ähnlich der in einer Glasfaser. Auch wird die Rückkopplung an den Außenflächen der Laserdiode durch Auftragung einer  $\lambda/4$  Schicht-Struktur entweder unterbunden oder verstärkt. So ist es möglich, diese Laserdioden bei Raumtemperatur im kontinuierlichen Betrieb mit einer optischen Ausgangsleistung von bis zu 100 mW zu betreiben.

## 2.3 Aufbau des Lasersystems

In diesem Abschnitt wird zuerst der allgemeine Aufbau des aufgebauten Lasersystems, wie in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt, vorgestellt. Die einzelnen Komponenten werden dann in den folgenden Abschnitten näher beschrieben, soweit sie für die durchgeführten Experimente von Bedeutung sind. Als Laserquellen für die Generation der zwei einzelnen Frequenzen dienen zwei kommerzielle Diodenlaser des Typs *VELOCITY 6312*, im weiteren  $DL_A$  und  $DL_B$  genannt, der Firma *NEW FOCUS* [20]. Die jeweilige Laseremission wird über eine Spiegeloptik in einem 3 dB Strahlteiler<sup>1</sup> kombiniert. Ab dieser Stelle bildet sich dann das im Anhang A.1 beschriebene Schwebungssignal mit der Differenzfrequenz beider Laser aus. Diese kombinierte Strahlung wird nun von einem Halbleiter-Laser-Verstärker *TA100* der Firma *TUI-OPTICS* [21] verstärkt, des inneren Aufbaus wegen im weiteren Tapered-Laser-Amplifier (TLA) genannt. Anschließend wird die so verstärkte Laserstrahlung in eine Single-Mode Glasfaser eingekoppelt und dem Mischexperiment zugeführt. Vor der Einkopplung wird noch ein Teil der Laserstrahlung für Kontroll- und Diagnosezwecke mit Hilfe eines 10 dB Strahlteilers ausgekoppelt. Eine genauere Charakterisierung der verwendeten Single-Mode Glasfaser findet in Kapitel 3 statt.

---

<sup>1</sup> Entspricht einem 50/50 Strahlteiler



**Abbildung 2.2 :** Allgemeiner Aufbau und Strahlverlauf des verwendeten Lasersystems.

### 2.3.1 Verwendete Diodenlaser

Bei den verwendeten Diodenlaser handelt es sich um zwei kommerzielle Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  des Typs *Velocity 6312* der Firma *NEW FOCUS*. Obwohl sie nominell die gleichen Eigenschaften in bezug auf Abstimmbarkeit und erreichbare Leistung haben sollten, erfüllt nur  $DL_A$  die vom Hersteller angegebene Spezifikationen in bezug auf Abstimmbarkeit und erreichter Leistung. Aus den durchgeführten Messungen in diesem Kapitel lässt sich schließen, dass unterschiedliche Typen von Laserdioden in den beiden Laser eingebaut sind<sup>1</sup>.

Um einen kontinuierlich abstimmbaren Diodenlaser aufzubauen, benötigt man so genannte Fabry-Perot-Typ Laserdioden. Bei diesem Typ von Laserdioden wird die Frequenz nicht mit Hilfe einer in die Halbleiterstruktur eingeprägte longitudinale Gitterstruktur festgelegt, sondern nur von dem Verstärkungsprofil des Lasermediums und den Abstand der Außen-Facetten der Laserdiode bestimmt.

Dabei ist zu beachten, dass der optische Abstand unter Berücksichtigung der durch den Brechungsindex der Laserdiode entstehenden Verlängerung des mechanischen Abstands gemeint ist. Um nun eine kontinuierliche Abstimmung zu erreichen, wird eine Außen-Facetten der Laserdiode entspiegelt und ein Teil der Strahlung frequenzselektiv wieder in die Laserdiode zurückgekoppelt. Diese frequenzselektive Rückkopplung geschieht mit Hilfe einer

<sup>1</sup> Aus diesem Grund wird an der Bezeichnung  $DL_A$  und  $DL_B$  der einzelnen Laser im weiteren Verlauf der Arbeit festgehalten, um die beiden Diodenlaser unterscheiden zu können.

nach M.G. Littman genannten Anordnung[22], in der zusätzlich eine Phasen-Anpassung für jede mögliche Wellenlänge stattfindet und im Abschnitt 2.3.2 in ihren Eigenschaften vorgestellt wird, so dass eine kontinuierliche Abstimmung ohne Phasensprünge über einen weiten Wellenlängenbereich von 15-20 nm möglich ist.

### 2.3.2 Phasenkompensierte Littman Konfiguration

Der Aufbau der verwendeten Diodenlaser folgt einer Littman-Anordnung und wird in Abbildung 2.3 auf der rechten Seite dargestellt und auch in [20], [22] und [23] beschrieben. Dabei ist eine Außenseite der Laserdiode gleichzeitig auch ein Endspiegel des Resonators. Der divergente Laserstrahl wird durch eine Linse gebündelt und streifend auf ein feststehendes Gitter gelenkt. Der spektrale Reflex des Gitters wird von einem beweglichen Spiegel in sich selber zurückreflektiert. Dieser Spiegel bildet die andere Begrenzung des Resonators. Zum Abstimmen des Lasers wird dieser Spiegel nun um einen festen Drehpunkt bewegt, so dass eine entsprechend andere Wellenlänge spektral in sich selber zurückreflektiert wird. Der Spiegelreflex des Gitters bildet die Auskopplung aus dem Resonator. Der große Vorteil dieses Resonators liegt darin, dass der ausgekoppelte Laserstrahl unabhängig von der eingestellten Wellenlänge ortsfest ist. Der große Nachteil ist, dass die Ausgangsleistung nur im Bereich von einigen mW liegt (siehe dazu Abbildung 2.5), wohingegen die Laserdioden freilaufend an sich bis zu  $\approx 100$  mW liefern könnten.

Ein weiterer für die durchgeführten Experimente sehr wichtiger Vorteil dieses Aufbaus ist, dass bei richtig gewähltem Drehpunkt des Spiegels die Anzahl der Wellenzüge innerhalb des Resonators unabhängig von der Frequenz konstant bleibt. Die Existenz und die Lage dieses Drehpunktes, auch Pivot-Punkt genannt, kann mit folgenden Zusammenhängen gezeigt werden. Dazu beginnt man die Betrachtung mit der allgemeinen Beschreibung der Beugung am verwendeten Gitter

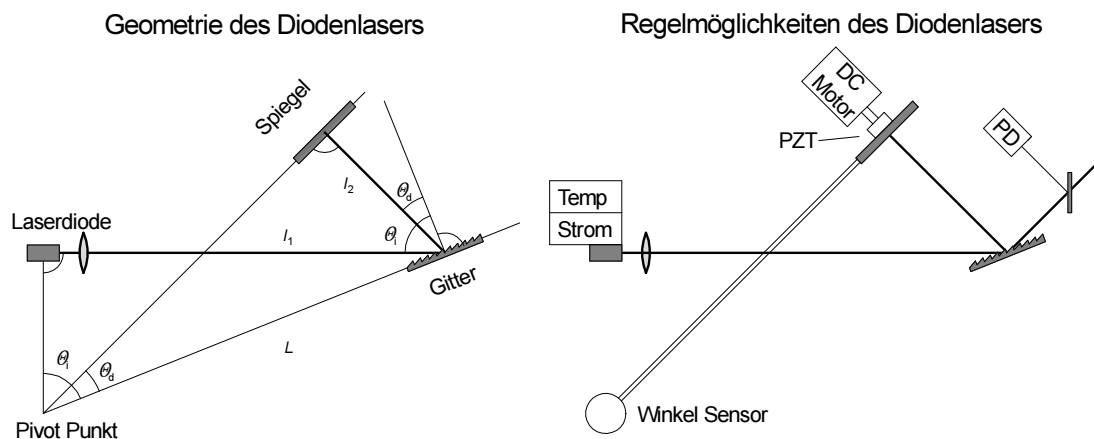
$$\lambda = \Lambda(\sin \theta_i + \sin \theta_d). \quad (2.3-1)$$

$\theta_i$  und  $\theta_d$  entsprechen den im linken Teil der Abbildung 2.3 dargestellten Winkeln und  $\Lambda$  entspricht dem Linienabstand des verwendeten Gitters. Teilt man nun den Resonator in die Abschnitte  $l_{\text{ges}} = l_1 + l_2$  auf und bezeichnet die Entfernung vom Drehpunkt zum Gitter mit  $L$ , kann man die folgende Beziehungen aufstellen:

$$\sin \theta_i = \frac{l_1}{L} \quad \text{und} \quad \sin \theta_d = \frac{l_2}{L}. \quad (2.3-2)$$

Daraus ergibt sich eine Gesamtlänge des Resonators von

$$l_{\text{ges}} = L(\sin \theta_i + \sin \theta_d). \quad (2.3-3)$$



**Abbildung 2.3 :** Geometrie und Regelmöglichkeiten der benutzten Velocity Diodenlaser.

Teilt man diese Länge nun durch die Wellenlänge nach Gleichung 2.3-1 erhält man die entsprechende Wellenzahl oder longitudinale Mode  $LE_q$  (siehe auch Abschnitt A.3) für den Resonator mit  $q = L/\Lambda$ . Diese ist nun unabhängig von der verwendeten Wellenlänge. Dies bedeutet, dass der Laser ohne einen Moden- oder Frequenzsprung abgestimmt werden kann. Dieses Verhalten lässt sich experimentell bei der in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen und durchgeführten Messung, welche in Abbildung 2.5 dargestellt ist, erkennen. Hier würde sich ein Modensprung als Sprung in der regelmäßigen Modulationsfunktion des Intensitätsprofils über der Frequenz zeigen. Messungen in Abschnitt 2.4.5 zeigen dabei, dass die Gesamtlänge  $l_{\text{ges}}$  des Resonators bei 3-5 cm liegt.

### 2.3.3 Frequenz- und Leistungssteuerung der Diodenlaser

Zur Frequenz- und Leistungssteuerung des Lasers stehen mehrere unterschiedliche Kontrollmöglichkeiten zur Verfügung. Bei diesen Kontrollmöglichkeiten findet allerdings immer eine gekoppelte Frequenz-Leistungssteuerung statt, welche bei den folgenden Betrachtungen immer zu berücksichtigen ist. Die entsprechenden Möglichkeiten sind im rechten Teil der Abbildung 2.3 eingezeichnet. Die Variationen in Frequenz- und Ausgangsleistung können auch als AM/FM-Modulation der einzelnen Laser angesehen werden. In Abschnitt 2.4 und 2.5 wird von dieser Betrachtungsweise zur Erklärung der dortigen Messungen Gebrauch gemacht. In Anhang A.2 werden die entsprechenden mathematischen Zusammenhänge der einzelnen Modulationsarten für die durchgeführten Betrachtungen dargestellt.

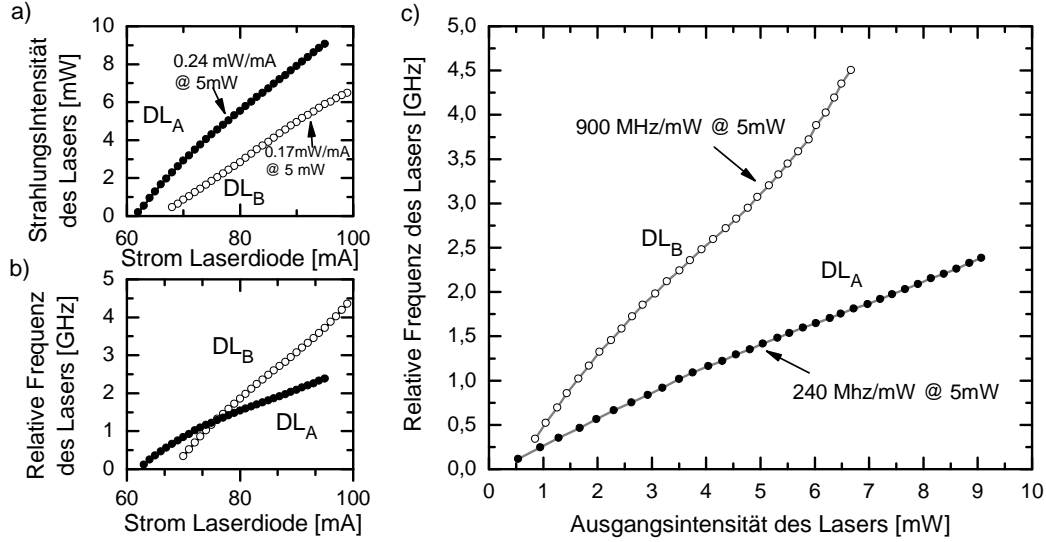
### a) Injektionsstrom

Als primäre Möglichkeit die Ausgangsleistung der Diodenlaser zu beeinflussen, bietet sich die Änderung des Injektionsstroms nach Abschnitt 2.2.3 an. Im linken Teil der Abbildung 2.4 ist der Einfluss des Injektionsstroms in der Laserdiode der einzelnen Laser  $DL_A$  und  $DL_B$  dargestellt. Die Teilabbildung a) zeigt, dass sich dabei die Ausgangsleistung beider Laser ab Erreichen der Laserschwelle annähernd linear zum Injektionsstrom verhält, aber unterschiedliche Steigung für die beiden Diodenlaser aufweist. Dies entspricht einer AM-Modulation der Laser. In der Teilabbildung b) ist eine zusätzliche Frequenzabhängigkeit im Bezug auf Injektionsstrom dargestellt. Dieses Verhalten ist dadurch zu erklären, dass die im Diodenlaser erzeugten Ladungsträger eine Änderung des Brechungsindex erzeugen, wodurch die optische Resonatorlänge  $l_{ges}$  verändert wird und es damit auch zu einer Verschiebung in der Frequenz kommt. Dies entspricht einer FM-Modulation der Laser. Es erfolgt demnach eine kombinierte AM/FM-Modulation in Abhängigkeit des Injektionsstroms. Zusätzlich ist noch im großen Teilbild c) die Frequenzabhängigkeit in Beziehung zur Ausgangsleistung dargestellt. Diese Beziehung, wie auch die eingetragenen Steigungen bei einer Ausgangsleistung von 5 mW, wird für eine Betrachtung in Abschnitt 2.5.3 und 2.5.4 benötigt.

Experimentell wird die Ausgangsleistung direkt mit einem linearen Photodetektor gemessen. Die Frequenzverschiebung wird durch heterodynes Frequenzmischen dadurch gemessen, dass die beiden Laser auf eine Differenzfrequenz  $\Delta f$  von  $\Delta f < 2.7 \text{ GHz}$  eingestellt werden. Nun werden bei den zu vermessenden Diodenlasern der Injektionsstrom variiert und die Frequenz des Schwebungssignals, welches der Differenzfrequenz beider Diodenlaser entspricht, mit Hilfe einer schnellen Photodiode und eines Mikrowellen-Spektrumanalysators aufgezeichnet. Der Fehler bei dieser Messung liegt dabei bei unter 50 MHz, bedingt durch die in Abschnitt 2.4.4 untersuchte Frequenzinstabilität der Laser über den Zeitraum der Messung. Der Vorteil dieser Kontrollmethode liegt darin, dass diese Modulation trägheitslos funktioniert. So können die im Experiment verwendeten Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  von DC bis zu 100 MHz gekoppelt in Frequenz und Amplitude moduliert werden.

### b) Servo Motor

Für große Wellenlängenverschiebungen  $> 75 \text{ GHz}$  wird ein geregelter Servo-Motor verwendet, der den Spiegel um den Pivot-Punkt, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, dreht. Diese Methode wird verwendet, um die für die Experimente nötige Differenzfrequenz grob

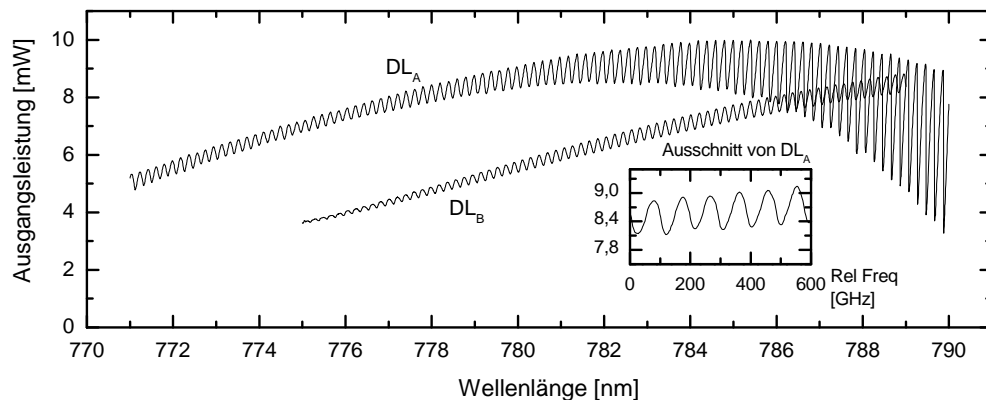


**Abbildung 2.4 :** Leistungs- und Frequenzabhängigkeit der Diodenlaser DL<sub>A</sub> und DL<sub>B</sub> in Abhängigkeit des Injektionsstroms bei einer Wellenlänge von 780 nm.

( $\pm 0,1$  nm) einzustellen. Anschließend wird der Regelkreis des Servo-Motors komplett ausgeschaltet. Eine weitere für frequenzabhängige Messungen sehr interessante Möglichkeit ist es, den Servo-Motor ungeregt mit einer konstanten Geschwindigkeit von  $0,01 - 7$  nm/s zu bewegen. Dies erst ermöglicht die Frequenzscans, wie sie in Abschnitt 5.3 für die Untersuchung des Abstimmverhaltens der verwendeten Antennen benutzt werden, durchzuführen.

Mit dieser kontinuierlichen Frequenzscan-Methode kann nun die Abstimmbarkeit und die frequenzabhängige Ausgangsleistung der verwendeten Laser untersucht werden. In Abbildung 2.5 sind die Ergebnisse dazu dargestellt. Auch hier sieht man deutlich den Unterschied der beiden Laser DL<sub>A</sub> und DL<sub>B</sub> mit dem eingeschränkten Abstimmverhalten von DL<sub>B</sub>. Die sichtbare Modulation mit einem im Rahmen der Messgenauigkeit für beide Laser gleicher Periodizität, alle  $\Delta f = 95,79$  GHz, hat seine Ursache in einer nicht vollständigen Entspiegelung der verwendeten Laserdioden, welche ein schwaches Etalon bilden. Aus der Wiederholfrequenz lässt sich nach[24]

$$l_{LD} = \frac{c}{2 n_{LD} \Delta f} \quad n_{LD} \approx 3,1 \quad (2.3-4)$$



**Abbildung 2.5 :** Abstimmbarkeit und frequenzabhängige Ausgangsleistung der verwendeten Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  bei jeweils maximaler Ausgangsleistung.

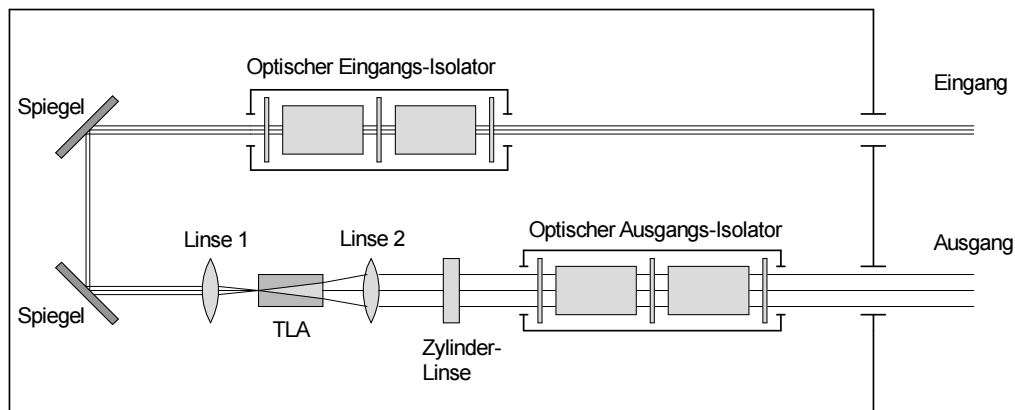
die mechanische Länge  $l_{LD}$  der Laserdioden mit  $l_{LD} = 500 \mu\text{m}$  identifizieren. Diese Variationen können mit Hilfe der Temperatur-Regelung der Laserdioden verschoben, aber nicht unterdrückt werden. Die Temperatur-Regelung erzeugt eine Verschiebung der Oszillation durch thermische Kontraktion oder Expansion der mechanischen Länge  $l_{LD}$  der Laserdiode.

Durch die konstante Geschwindigkeit des Servo-Motors kann die X-Achse der Abbildung 2.5 auch als eine Zeit-Achse angesehen werden. Ein Sprung in der Frequenz würde auch zu einem Sprung in der Modulations-Funktion der einzelnen Laser führen. Dies ist aber in der Messung nicht zu beobachten. Daraus lässt sich schließen, dass der Aufbau der Laser wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, wirklich eine modensprungfreie Abstimmung ermöglicht. Während der Experimente konnten nur einige nicht reproduzierbare Sprünge in der Frequenz beobachtet werden, wobei externe Störeinflüsse wie Vibrationen als Quellen nicht ausgeschlossen werden kann.

### c) Piezoelektrische Verstellung

Eine weitere Kontrollmöglichkeit die Wellenlänge der Laser zu verändern ist es, den Spiegel mit Hilfe eines piezomechanischen Verstellers (PZT), wie er in Abbildung 2.3 dargestellt ist, zu bewegen. Diese Kontrollmöglichkeit hat bei dem verwendeten Laser einen Frequenzhub von maximal 75 GHz. Die Modulation kann aus Gründen der mechanischen Trägheit der Kontrollmöglichkeit nur mit bis zu einer Modulationsfrequenz von 2 kHz erfolgen. Eigentlich sollte diese FM-Modulation die Leistung nicht variieren. Dadurch aber, dass die





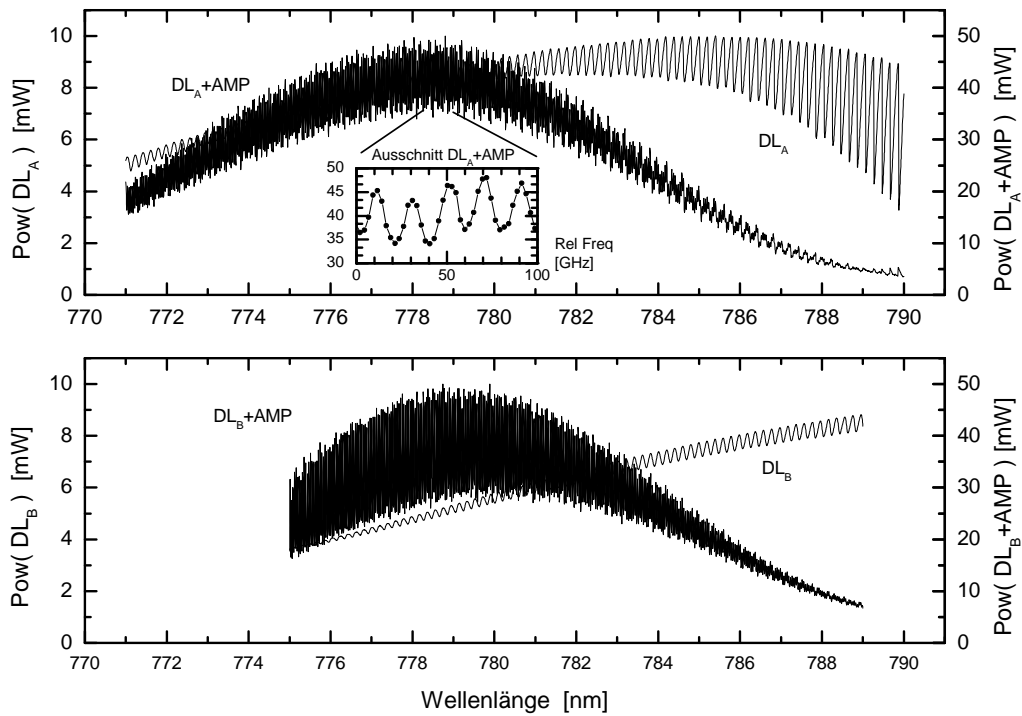
**Abbildung 2.6 :** Schematischer Aufbau und Strahlverlauf des verwendeten *TA100* Laserverstärkers.

Amplitude der Laser wie in Abbildung 2.5 beschrieben mit der Frequenz variiert, findet auch eine AM-Modulation statt.

Weiterhin hat sich bei Untersuchungen des AM-Rauschens der Laser in Abschnitt 2.4.2 herausgestellt, dass eine weitere deutliche AM-Modulation abhängig von Frequenz und Frequenzhub beziehungsweise Amplitude der Steuerspannung des PZT stattfindet. Als Erklärung hierfür ist anzuführen, dass der PZT den Spiegel auch in vertikale Schwingungen versetzt, so dass er auch leicht aus der optischen Achse des Lasers gekippt wird. Dies hat eine zusätzliche AM-Modulation des Signals mit der Frequenz der Modulationsfrequenz der FM-Modulation zur Folge. In Abschnitt 2.5.4 wird näher auf dieses Phänomen eingegangen.

### 2.3.4 Verwendeter Laserverstärker

Die von den beiden Diodenlaser erzeugte Laserleistung mit jeweils nach der Überlagerung effektiven 2,5-4 mW wird nun mit Hilfe eines Laserverstärkers des Typs *TA100* der Firma *TUI-OPTICS*[21] verstärkt, der einem Lichtverstärker nach Abschnitt 2.2 entspricht. Nach Einkopplung in eine Single-Mode Glasfaser stehen den Experimenten eine mittlere Gesamtleistung von 50-70 mW im täglichen Betrieb und 100 mW als erreichte Maximalleistung zur Verfügung.



**Abbildung 2.7 :** Abstimmverhalten des Laserverstärkers bei Anregung mit den Diodenlasern DL<sub>A</sub> und DL<sub>B</sub> bei gleichem Maßstab im Vergleich zu den einzelnen Diodenlasern.

Der Aufbau dieses Verstärkers ist in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt. Als erstes optisches Element durchläuft die kollimierte einfallende Laserstrahlung einen doppelten optischen Isolator, der dazu dient, Rückkopplungen in die einzelnen Diodenlaser zu verhindern. Ohne diesen Isolator ist es, wie ein Versuch zeigte, nicht möglich, eine stabile Differenzfrequenz zwischen den beiden Laser einzustellen, da sich die Diodenlaser durch Rückkopplung gegenseitig beeinflussen. Nun wird die Strahlung mit Hilfe zweier Plan-Spiegel und einer kurzbrennweitigen Linse auf den eigentlichen Halbleiter-Verstärker beugungsbegrenzt gebündelt. Dieser besteht aus einer beidseitig entspiegelten Laserdiode, wie sie als Lichtverstärker in Abschnitt 2.2 beschrieben wird, deren optischer Laserkanal sich zum Ausgang hin erweitert. Die Erweiterung ist notwendig, um die lokale Strahlungsdichte zu reduzieren, da sonst die Laserdiode zerstört werden würde. Aus der Erweiterung des Laserkanals leitet sich auch die verwendete Abkürzung TLA<sup>1</sup> ab. Der nun verstärkte Laserstrahl ist astigmatisch verformt und hat ein nicht ideales gaussförmiges Strahlenprofil,

<sup>1</sup> TLA= (T)apered-(L)aser-(A)mplifier

welches mit Hilfe eines Linsensystems aus einer sphärischen Linse und einer Zylinderlinse wieder korrigiert wird. Anschließend durchläuft die Strahlung dann einen weiteren doppelten optischen Isolator. Ohne diesen Isolator kommt es zu starken Leistungsinstabilitäten der Ausgangsleistung, die durch Rückreflexe aus dem weiteren Aufbau in den Laserverstärker zu erklären sind. Auf eine explizite Modenfilterung der Laserstrahlung am Ausgang des Verstärkers wird verzichtet, da bei den Experimenten eine Einkoppelung der Strahlung in eine Single-Mode-Glasfaser verwendet wird, welches eine ideale Modenfilterung darstellt, wie es auch in Abschnitt 3.2 gezeigt wird. In Abbildung 2.7 ist nun das Abstimmverhalten des TLAs bei Verwendung der einzelnen Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  dargestellt. Auffallend ist einmal die starke AM-Modulation des Signals, welches einer Wiederholfrequenz von 20 GHz entspricht. Dies entspricht nach der Gleichung 2.3-4 analog zu der Betrachtung in Abschnitt 2.3.2 einem schwachen Etalon mit einer Länge von  $\approx 2,5$  mm und ist, wie bei der Modulation in Abbildung 2.5, mit einer nicht vollständigen Entspiegelung der Endflächen des TLAs zu erklären.

Auch ist festzustellen, dass die Leistungsprofile von den beiden Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$ , kombiniert mit dem TLA um 780 nm ihr gemeinsames Maximum haben. Diese Wellenlänge wird dann auch als Zentralwellenlänge für die weiteren Experimente verwendet.

## 2.4 Messmethoden zur Charakterisierung des Zwei-Farben Lasersystems

Da es sich bei dem im Rahmen der Arbeit aufgebauten Lasersystem trotz der kommerziell verwendeten einzelnen Komponenten um ein experimentelles Laborsystem handelt, welches zum Teil in nicht von den Herstellern spezifizierten Konfigurationen und Bereichen betrieben wird oder keine konkreten Spezifikationen bekannt sind, ist es notwendig, Messmethoden zu entwickeln, die es ermöglichen, die Eigenschaften dieses Lasersystems zu erfassen und mit den durch sie gewonnenen Erkenntnissen Optimierungen durchzuführen zu können. Ein Schwerpunkt liegt hierbei in Abstimmbarkeit und Stabilität des Systems, auch im Hinblick auf eine mögliche Anwendung als astronomischer Lokal-Oszillator. Dabei werden in diesem Abschnitt die einzelnen Messmethoden anhand der durchgeführten Messungen vorgestellt. Eine Verknüpfung und Bewertung dieser einzelnen Messungen sowie den Messungen aus Abschnitt 2.3 wird im Abschnitt 2.5 durchgeführt.

### 2.4.1 Messung der optischen Differenzfrequenz

Dieser Abschnitt beschreibt eine Messmethode, die es ermöglicht, die relative Differenzfrequenz  $\Delta f$  im Bereich von bis zu mehreren THz der beiden im Experiment verwendeten Diodenlaser auf eine Genauigkeit von  $\Delta f < 3 \text{ GHz}$  mit Hilfe eines nicht confokalen Etalon zu bestimmen. Bei dieser Messung kommt ein Etalon des Typs *HIFASE* der Firma *BURLEIGH* zur Anwendung. Die in diesem Abschnitt und den Abbildungen benutzte Nomenklatur der longitudinalen und transversalen Moden  $\text{LE}_q$ ,  $\text{TEM}_{mn}$  und  $\text{TEM}_s$  wird im Anhang A.3 näher erläutert.

Bei dem verwendeten Etalon handelt es sich nicht um ein confokales Etalon mit einem Radius  $r$  der verwendeten Hohlspiegel gleich dem Spiegelabstand  $d$  ( $r = d$ ) oder ein planares Etalon mit Planspiegeln ( $r = \infty$ ), sondern der Abstand zwischen den Hohlspiegeln ist frei wählbar und in der Regel  $r \neq d$ . Die Folge dessen ist, dass außer bei einer perfekten Anpassung des Strahlprofils der zur Einkopplung verwendeten Single-Mode Glasfaser auf das Strahlprofil des Etalons, zusätzlich zu den longitudinalen Grundmoden  $\text{LE}_q\text{:TEM}_{00}$ , auch höhere transversale Moden  $\text{LE}_q\text{:TEM}_{mn}$  generiert werden. Zur Anpassung des Strahlprofils, auch „mode-matching“ genannt, dient ein vor dem eigentlichen Etalon angeordnetes Zoom-Objektiv sowie eine sphärische Linse. In der praktischen Anwendung ist es allerdings nicht möglich, alle höheren TEM-Moden vollständig zu unterdrücken.

Bei der hier beschriebenen Messmethoden finden die höheren  $\text{TEM}_{mn}$  sogar Anwendung, da es mit ihnen möglich ist, einen Maßstab zu generieren, anhand dessen die Differenzfrequenz der beiden Diodenlaser genau zu bestimmen ist. Zu Anfang der Betrachtung wird zur Übersichtlichkeit ein fester Spiegelabstand des Etalons vorausgesetzt. Später wird dann der Übergang zu einem mit Hilfe eines piezoelektrischen Verstellers variierten Spiegelabstandes, wie er in der Messmethode Anwendung findet, vollzogen. Für die Messmethode ist es notwendig, den Spiegelabstand  $d$  und den damit direkt verknüpften freien spektralen Abstand (FSR) möglichst genau zu bestimmen.

Als Grundlage der Betrachtung wird die Transmissions-Funktion nach Bloyd und Kogelnik verwendet [25], die die Frequenzen  $\nu$  mit maximaler Transmission eines allgemeinen Etalons mit zwei gleichförmigen Spiegel mit einem Krümmungsradius  $r$  beschreibt

$$\nu = \frac{c}{2d} \left[ q + \frac{1}{\pi} (1 + m + n) \cos^{-1} \left( 1 - \frac{d}{r} \right) \right], \quad (2.4-1)$$

wobei  $d$  der Abstand beider Spiegel ist.  $q$  entspricht den möglichen longitudinalen Moden  $\text{LE}_q$ . Entsprechend stellen  $m$  und  $n$  die transversalen Moden  $\text{TEM}_{mn}$  dar. Berücksichtigt man bei der Beziehung 2.4-1 nur longitudinale Grundmoden  $\text{LE}_q\text{:TEM}_{00}$ , erhält man die

bekannte Resonator-Beziehung[24]

$$\nu = \frac{cq}{2d}. \quad (2.4-2)$$

Werden zusätzlich noch höhere  $\text{TEM}_{mn}$  Moden berücksichtigt, werden auch zusätzlich höhere Frequenzen in Abhängigkeit von  $d$  und  $r$  nach der Gleichung 2.4-1 von dem Etalon transmittiert.

In der vorliegenden Betrachtung kann man nun die  $\text{TEM}_{mn}$  Moden mit  $s = n + m$  zu  $\text{TEM}_s$  zusammenfassen, ohne dass es zu Einschränkungen in der Betrachtung kommt. Weiterhin wird ein noch genau zu bestimmender Spiegelabstand von  $\approx 200 \mu\text{m}$  gewählt, so dass folgende Vereinfachung verwendet werden kann: Da  $r \gg d$  gilt, entwickelt man den  $\cos^{-1}$  Term um 1 und erhält so aus der Gleichung 2.4-1

$$\nu = \frac{c}{2d} \left[ q + \frac{(1+s)\sqrt{2(d/r)}}{\pi} \right]. \quad (2.4-3)$$

Der Fehler durch diese Vereinfachung liegt bei in den Messungen verwendeten Parameter unter 10 Mhz.

Aus dieser Beziehung und dem Radius  $r$  der verwendeten Hohlspiegel kann man nun den genauen Spiegelabstand  $d$  und den freien spektralen Abstand (FSR) bestimmen. Dazu nützt man aus, dass sich die  $\text{LE}_q:\text{TEM}_s$  Moden mit der nächsten  $\text{LE}_{q+1}:\text{TEM}_0$  Moden ab einem bestimmten  $s$  an überlappen. Aus der Anzahl dieser  $\text{TEM}_s$  Moden, mit  $x$  bezeichnet, bis zur nächsten  $\text{LE}_{q+1}$  Mode lässt sich die FSR und damit der Spiegelabstand des Etalons  $d$  direkt ableiten. Mit Hilfe der Gleichung 2.4-3 wird die Mode  $\text{LE}_{q+1}:\text{TEM}_0$  gleich der Mode  $\text{LE}_q:\text{TEM}_x$  gesetzt

$$\frac{c}{2d} \left[ (q+1) + \frac{\sqrt{2(d/r)}}{\pi} \right] = \frac{c}{2d} \left[ q + \frac{(1+x)\sqrt{2(d/r)}}{\pi} \right]. \quad (2.4-4)$$

Oder vereinfacht:

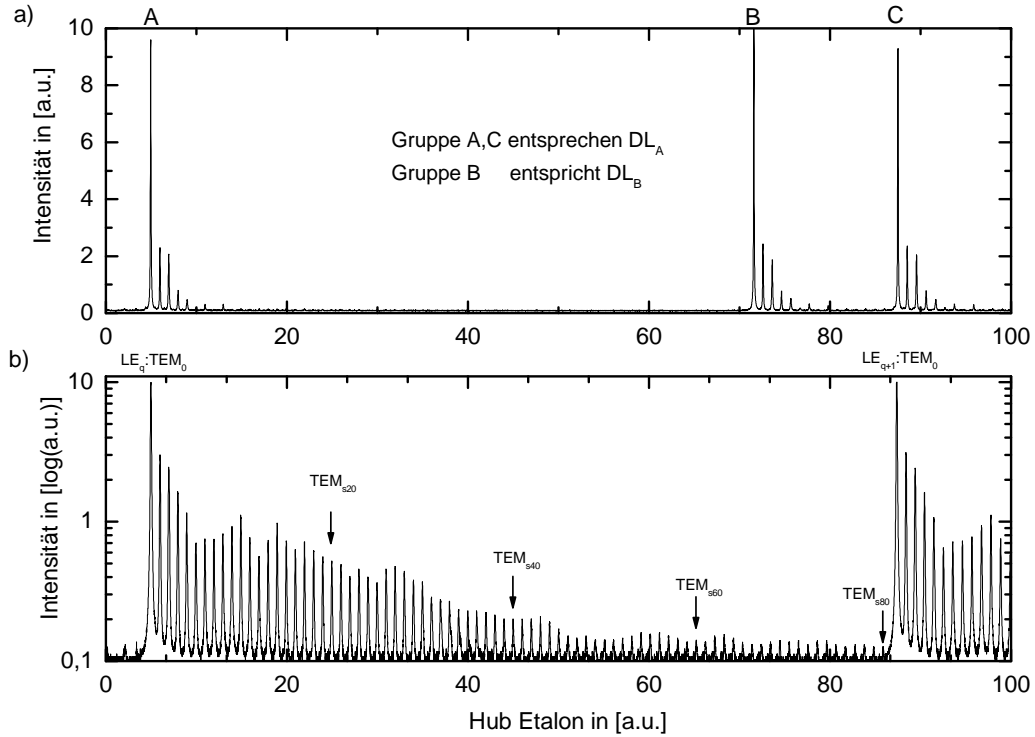
$$1 + \frac{\sqrt{2(d/r)}}{\pi} = q + \frac{(1+x)\sqrt{2(d/r)}}{\pi}. \quad (2.4-5)$$

Nach  $d$  aufgelöst, folgt aus der Gleichung 2.4-5 der Spiegelabstand  $d$  mit

$$d = \frac{\pi^2 \cdot r}{2 \cdot x^2}. \quad (2.4-6)$$

Jetzt kann mit Hilfe von  $FSR = \frac{c}{2d}$  (2.4-2 mit  $q = 1$ ) die FSR nur in Abhängigkeit der zu bestimmenden Anzahl der  $\text{TEM}$ -Moden zwischen den  $\text{LE}$ -Moden  $x$  und dem durch die verwendeten Spiegel gegebenen festen Radius  $r$  aus der Gleichung 2.4-6 mit

$$FSR = \frac{c \cdot x^2}{\pi^2 \cdot r} \quad (2.4-7)$$



**Abbildung 2.8 :** Beobachtete Modenstrukturen des verwendeten Etalons: a) optimierte Einkopplung beider Laser  $DL_A$ ,  $DL_B$ , b) Generation hoher transversaler Moden innerhalb des Etalons mit Laser  $DL_A$ .

bestimmt werden. Nun ist es möglich dazu überzugehen, den Abstand  $d$  des Etalons im Bereich einer halben Wellenlänge 400 nm mit Hilfe des PZT zu variieren und die Laserfrequenz  $\nu$  festzuhalten. Daraus folgt, dass nun das Etalon über den Diodenlaser hinweg abgestimmt wird und es so möglich ist, das Frequenzspektrum der Diodenlaser zu erfassen. Dabei behalten die bisherigen Betrachtungen ihre volle Gültigkeit.

In der Abbildung 2.8 ist eine solche Messung dargestellt, bei der der Abstand der Spiegel gleichmäßig über die Distanz vergrößert wird. Im oberen Teilbild a) ist das Transmissionsprofil der zwei im Experiment verwendeten Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  abgebildet. Die Gruppe A und C entsprechen dem Laser  $DL_A$  in zwei longitudinalen Moden  $LE_q$  und  $LE_{q+1}$ . Die Gruppe B entspricht dem Laser  $DL_B$ , von dem sich nur eine longitudinale Mode  $LE_q$  im Aufzeichnungsbereich befindet. Neben den Hauptspitzen, welche den transversalen Grundmoden  $TEM_{00}$  entsprechen, sind auch noch die zu höheren Frequenzen hin

gleichmäßig verschobenen höheren transversalen TEM-Moden, der Gleichung 2.4-3 folgend, des Etalons zu beobachten. Zu der Bestimmung der FSR des verwendeten Etalons dient das im unteren Teil aufgezeichnete Transmissionsprofil. Bei dieser Messung wird nur ein Laser  $DL_A$  benutzt und mit einer kontinuierlichen Messwertaufnahme, die nur den Maximalwert bei jedem Spiegelabstand berücksichtigt, aufgenommen. Die im Gegensatz zum oberen Bild zusätzlich generierten höheren TEM-Moden werden durch eine Aufweitung in der Einkopplungsoptik, die ein mode-mismatching des Etalons erzeugt, erreicht.

Jetzt kann die Anzahl der TEM-Moden zwischen den LE-Grundmoden bestimmt werden. Im Beispiel sind 80 TEM-Moden sichtbar. Die  $TEM_{s81}$ -Mode wird vom Sockel der Grundmode  $LE_{q+1}$  überlagert. Durch Mittelung aller TEM-Moden erhält man einen Abstand von  $x = 81,5 \pm 0,05$ .

Aus dem Wert  $x = 81,5$  korrespondiert nach 2.4-6 und 2.4-7 ein Abstand  $d$  und eine FSR von

$$d = 222 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad \text{FSR} = 672 \text{ GHz} \pm 3 \text{ GHz}. \quad (2.4-8)$$

Dies bedeutet, dass der spektrale Abstand der beiden Laser im oberen Teil der Abbildung mit 542 GHz bestimmt werden kann. Sinnvoll ist es, den Abstand anhand der Anzahl der TEM-Moden zwischen den beiden Diodenlaser zu bestimmen, weil somit die Messung weitgehend unabhängig von Nichtlinearitäten in der Ansteuerung der im Etalon verwendeten PZT ist.

Der Nachteil bei dieser Messung ist nur, dass es zu ungewollten Rückkopplungen eines Teils der Laserstrahlung zurück in das Lasersystem kommt und zu Instabilitäten in Frequenz und Amplitude führen kann. Im vorliegenden Experiment werden diese Rückreflexe, wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, durch einen optischen Isolator am Ausgang des Lasersystems abgefangen. Außerdem muss der Abstand beider Laser innerhalb der FSR liegen. Dies lässt sich mit den in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Kontrollmöglichkeiten sicherstellen.

Die Messmethode kann leicht abgewandelt werden, um die Genauigkeit des ebenfalls in den Experimenten für die Strahldiagnose verwendeten und im Anhang B.2 vorgestellten optischen Spektrum-Analysators (OSA) zu überprüfen und gegebenenfalls zu kalibrieren. Dazu wird die Grundmode  $LE_q$  des  $DL_B$  mit der Grundmode  $LE_{q+1}$  des  $DL_A$  zur Deckung gebracht, was durch die Feinkontrolle der Frequenz des Lasers  $DL_B$  bis auf einen Fehler von  $< 1 \text{ GHz}$  möglich ist. Der spektrale Abstand ergibt sich nun aus dem errechneten FSR. Es werden mehrere Messungen mit verschiedenen Abständen durchgeführt. Ein Vergleich mit dem vom OSA gemessenen Wert ergab eine Abweichung von  $< 5 \text{ GHz}$  für  $\Delta f < 1 \text{ THz}$ .

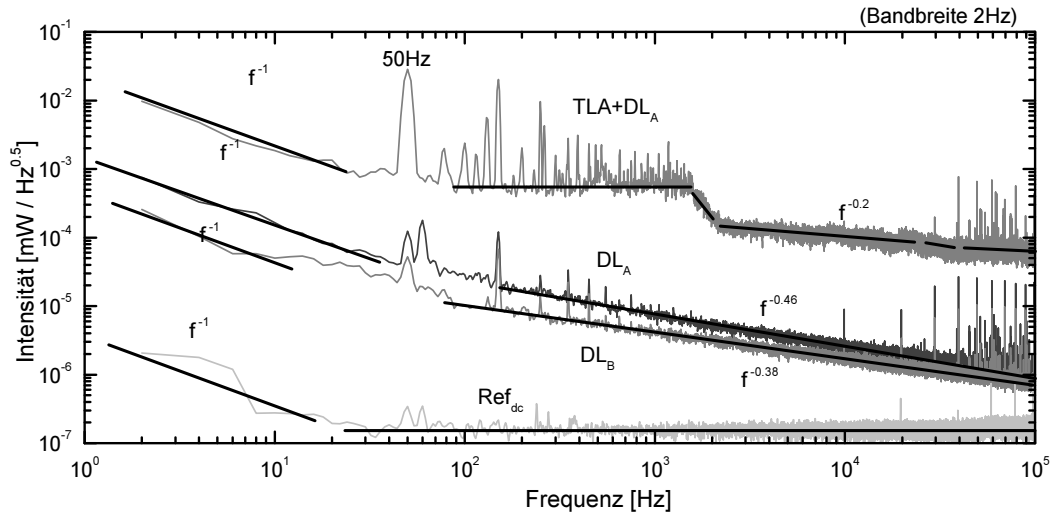
#### 2.4.2 AM-Modulation/Rauschen bis 100 kHz/500 MHz

Ein Kriterium, das das verwendete Lasersystem charakterisiert und auch im Hinblick auf die Verwendung in einem Lokal-Oszillator im astronomischen Bereich von großer Bedeutung ist, ist seine Stabilität im Hinblick auf ungewollte AM- und FM-Modulation/Rauschen sowie ihre Kopplung. Eine mathematische Betrachtung der unterschiedlichen Modulationsarten, soweit sie für die Betrachtungen in den nächsten Abschnitten von Bedeutung ist, wird in Anhang A.2 durchgeführt.

Diese Modulation/Rauschen des Lasersystems wird hierbei in mehreren Frequenzbereichen mit unterschiedlichen Messmethoden untersucht. In diesem Abschnitt wird die AM-Modulation des Lasersystems von 0-100 kHz bestimmt. Als Messdetektor wird eine rauscharme mit einer Batterie vorgespannte Photodiode mit einer Bandbreite von 500 MHz verwendet, deren Photostrom proportional zur eingestrahnten Leistung von 5 mW der jeweiligen Diodenlaser  $DL_A$ ,  $DL_B$  oder 50 mW bei der Vermessung des TLA+ $DL_A$  ist. Durch einen Lastwiderstand und eine entsprechende Kalibrierung entspricht bei den Messungen 1 Volt Spannungsabfall der für die Messungen eingestellten Leistung der Diodenlaser von jeweils 5 mW. Bei der Messung des TLA+ $DL_A$ , welcher eine Ausgangsleistung von 50 mW hat, wird ein zusätzlicher 10dB Abschwächer benutzt. Das so erzeugte Signal wird mit Hilfe eines Digitalen-Spektrum-Analysators(DSA) der Firma *STANDFORD-RESEARCH* untersucht. Die Messergebnisse der untersuchten Laser  $DL_A$ ,  $DL_B$  und TLA sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Um eine Abschätzung über das Eigenrauschen des Messsystems zu erhalten, wird zuerst eine 20 Watt Halogenlampe an einer stabilisierten Gleichspannung vermessen. Die Halogenlampe erzeugt dabei ein mit den Laser vergleichbares Gleichspannungs-Signal von 1 Volt. Es zeigt sich, dass das Rauschen der verwendeten Laser das gemessene Systemrauschen, in Abbildung 2.9 jeweils mit  $Ref_{dc}$  bezeichnet, über den gesamten Messbereich dominiert und deshalb das Messsystemrauschen keinen Einfluss auf das gemessene Laserrauschen hat.

Bei niedrigen Frequenzen  $< 10$  Hz zeigt sich ein typisches  $f^{-1}$  Rauschen, wie es zum Beispiel in [26] beschrieben wird. Oberhalb dieser Frequenz zeigen die einzelnen Spektren ein rational abfallendes Verhalten mit einem Koeffizienten  $f^{-0,46}$  für  $DL_A$ ,  $f^{-0,38}$  für  $DL_B$  und  $f^{-0,2}$  für den TLA ab einer Frequenz von 2 kHz. Das Referenzsignal zeigt über den gesamten Frequenzbereich ein weißes Rauschen von 140 pW/Hz. Die unterschiedlichen Koeffizienten für  $DL_A$  und  $DL_B$  sind innerhalb der Steuerelektronik und den unterschiedlichen Laserdioden zu suchen, da das Rauschverhalten des Injektionsstroms hierbei der dominierende Faktor ist.

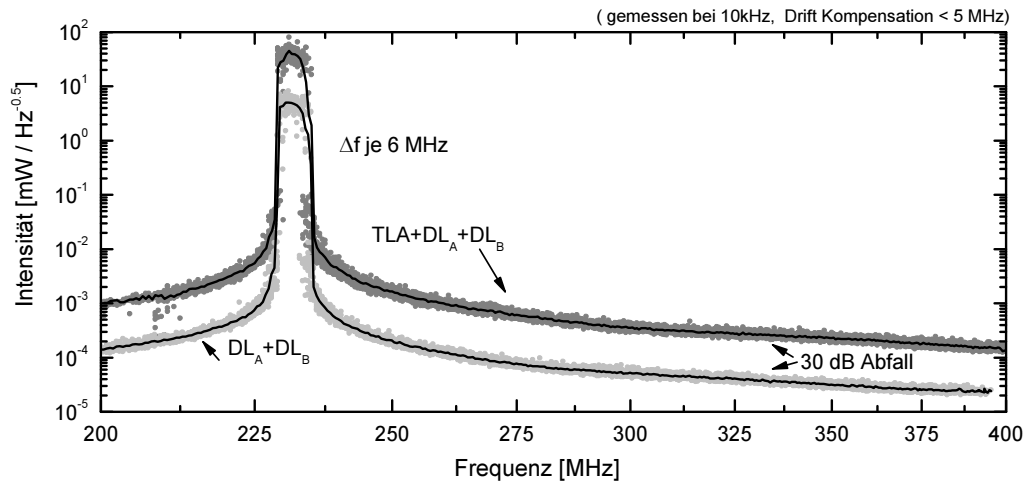




**Abbildung 2.9 :** AM-Modulation/Rauschen bis 100 kHz der Diodenlaser  $DL_A$ ,  $DL_B$  und des Laserverstärkers  $TLA+DL_A$ .

Weiterhin zeigt sich ein erhöhtes Rausch-Plateau des  $TLA+DL_A$  Spektrums in einem Frequenzbereich von 100 Hz – 2 kHz, was auf eine mechanische Instabilität in Verbindung mit einer akustischen und mechanischen Anregung hindeutet. Die Vermutung wird dadurch verstärkt, dass es möglich ist, mit Hilfe eines Lautsprechers und eines Frequenzgenerators in diesem Frequenzbereich kontrolliert zusätzliche Störungen hervorzurufen. Als Grund dieser Instabilität ist die zweifache beugungsbegrenzte Fokussierung der Laserstrahlung, einmal innerhalb des TLA und dann ein zweites Mal für die Einkoppelung in die Glasfaser anzusehen. Die in allen Messungen vorhandenen einzelnen schmalbandigen Spitzen lassen sich auf Einstreuung innerhalb der Laserelektronik erklären, die zu einer Modulation des Injektionsstroms und der PZT der Diodenlaser führt, so dass unter anderem die beobachtete AM-Modulation entsteht.

Eine Analyse und Bewertung dieser Phänomene auch mit Bezug auf eine Kopplung mit weiteren im Abschnitt 2.4.4 durchgeführten Messungen der FM-Modulation wird in Abschnitt 2.5.4 durchgeführt.



**Abbildung 2.10 :** FM-Rauschen bis 400 MHz bei einer Schwebungsfrequenz zwischen den Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  von 235 MHz mit und ohne Verstärkung durch den TLA.

Um eine Aussage des AM-Modulationsverhaltens der Laser bei höheren Modulationsfrequenzen zu erhalten, werden auch Messungen mit Hilfe eines Mikrowellen-Spektrum-Analysators(MSA) anstelle des DSA durchgeführt. Die Messungen können bis zur Bandweitengrenze des Photodetektors von 500 MHz nur das Eigenrauschen des MSA detektieren, so dass diese Messungen nahelegen, dass in einem Frequenzbereich von 0,1–500 MHz keine weitere signifikante AM-Modulation stattfindet.

### 2.4.3 FM-Modulation/Rauschen bis 400 MHz

Um eine Aussage über die vorhandene FM-Modulation der Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  sowie den Einfluss des TLAs zu untersuchen, wird das heterodyne Schwebungssignal der beiden Diodenlaser und des TLAs im Frequenzbereich von 0–500 MHz in diesem Abschnitt untersucht. Als Detektor wird der schon im letzten Abschnitt 2.4.2 beschriebene Photodetektor verwendet. Für die Analyse der Messungen wird ein analoger MSA verwendet. Bei dieser Messung findet eine Faltung der Spektren beider Diodenlaser untereinander statt. In Abbildung 2.10 ist die entsprechende Messung bei einer Differenzfrequenz von 235 MHz einmal mit dem TLA bei einer Leistung von 50 mW und einmal ohne dem TLA bei einer

Leistung der Diodenlaser von 5 mW dargestellt, wobei es sich bei der Abbildung um eine Mittelung von mehreren Einzelmessungen handelt und die Signale nach Anhang A.4 auf  $\sqrt{\text{Hz}}$  normiert sind. Es ist zu beachten, dass bei dieser Messung eine Gleichtaktunterdrückung für gleichartige FM-Modulationen beider Diodenlaser stattfindet und das solche Modulationskomponenten hierbei direkt nicht messbar sind. Ein indirekter Weg diese FM-Modulationskomponenten doch zu messen, wird in Abschnitt 2.5.4 dargelegt.

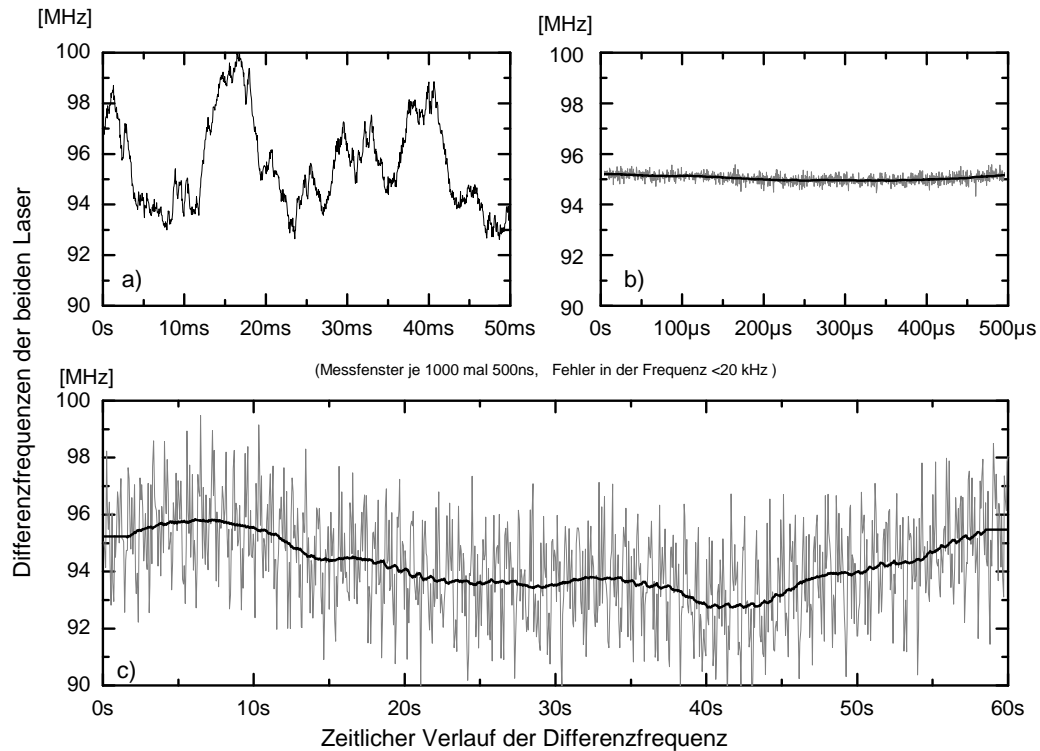
In der Abbildung 2.10 ist zu erkennen, dass im Rahmen der Messgenauigkeit der TLA keinen Einfluss auf die Schwebungsbandbreite von 6 MHz der Diodenlaser hat. Diese Schwebungsbandbreite entspricht der in der Literatur [27] veröffentlichten Werte für Diodenlaser. Auch kann ein asymptotischer Abfall der Leistung von 30 dB pro Dekade weg von der Mischfrequenz in beiden Fällen beobachtet werden. Weiterhin zeigt sich, dass in einem Bereich von 150 MHz um die Zentralwellenlänge der beiden Laser es zu keiner weiteren diskreten FM-Modulation kommt.

Mit dieser Messmethode ist es allerdings aus Gründen der Funktionsweise des MSA, der ähnlich sequentiell wie der im Abschnitt B.2 beschriebene OSA funktioniert, nicht möglich, eine Aussage über die innere Struktur dieser Linienverbreiterung von 6 MHz zu erhalten. Allerdings kann eine AM-Modulation, die eine Linie dieser Verbreiterung direkt erzeugen würde, durch die Messungen im vorigen Abschnitt 2.9 ausgeschlossen werden. Somit ist im Rahmen der Messgenauigkeit dieser Messung von einer reinen FM-Modulation auszugehen.

Das Fehlen von Seitenbändern und die abgeflachte Spitze legen unter Berücksichtigung von den im Anhang A.2 dargelegten Zusammenhänge von Seitenbändern und Modulationsfrequenz nahe, dass es sich hierbei um eine so genannte High- $\beta$  FM-Modulation handelt, bei der im Vergleich zum Frequenzhub eine niedrigere Modulationsfrequenz zugrunde liegt. Um diese Hypothese zu bestätigen, werden die im nächsten Abschnitt 2.4.4 beschriebenen Messungen durchgeführt, welche das FM-Rauschen näher mit einem anderen Ansatz untersuchen.

#### 2.4.4 FM-Rauschen der Schwebungsfrequenz bei 100 MHz

In Abschnitt 2.4.3 wird schon eine Messmethode vorgestellt, die es ermöglicht, die Linienbreite des Mischproduktes der verwendeten Diodenlaser bei einer Schwebungsfrequenz von  $f_{\text{sch}} = 235 \text{ MHz}$  zu bestimmen. Mit ihr ist es allerdings, bedingt durch die Funktionsweise des verwendeten MSA nicht möglich, die innere Struktur dieser Linienverbreiterung zu erfassen. Um eine Aussage über diese Verbreiterung zu erhalten, bietet es sich an, da es sich nach Abschnitt 2.9 und Abschnitt 2.4.3 um eine fast reine FM-Modulation



**Abbildung 2.11 :** FM-Demoduliertes Schwebungssignal bei einer Schwebungsfrequenz der beiden Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  um 95 MHz.

handelt, einen kohärenten FM-Demodulator aufzubauen und somit eine zeitaufgelöste Information über die Frequenzänderung der Diodenlaser gegenüber der Zeit zu erhalten. In Abschnitt 2.4.3 wird gezeigt, dass der Frequenzhub  $\Delta f$  des Mischsignals bei  $\approx 6$  MHz liegt. Aus dem Frequenzspektrum der Abbildung 2.10 kann man aus dem Nichtvorhandensein von für FM-Modulationen typischen Seitenbändern und unter Verwendung der in Abschnitt A.2 dargestellten Zusammenhänge und aus [28] lässt sich schließen, dass es sich um eine sogenannte Breitband- oder High- $\beta$  Modulation handelt, bei der die Modulationsfrequenz  $f_{\text{mod}}$  der Schwebungsfrequenz  $f_{\text{sch}}$  deutlich kleiner als  $\Delta f$  ist. Aus diesen Werten lassen sich nun die Eigenschaften des zu verwendeten FM-Demodulators ablesen. Da ein solcher Demodulator nicht zur Verfügung stand, wird dieser anstatt ihn diskret aufzubauen, mit Hilfe eines Digitalen-Speicher-Oszilloskopes (DSO) der Firma *LECROY* und einer anschließenden computergestützten Auswertung simuliert. Die einzige Einschränkung bei

dieser Methode ist, dass die pro Messung anfallenden Rohdaten von  $\approx 30$  Mbyte nur zeitversetzt am Computer analysiert werden können.

Zur Messung der Frequenzvariation von  $f_{\text{sch}}$  wird nun das Signal des Photodetektors bei einer Mischfrequenz der beiden Diodenlaser  $\text{DL}_\text{A}$  und  $\text{DL}_\text{B}$  von  $\approx 100$  MHz in Zeitfenster von 500 ns aufgeteilt. Das so entstandene Signal wird dann mit Hilfe des DSO mit einem Aufnahmetakt von 8 GHz abgetastet, so dass pro Zeitfenster 4000 Datenpunkte aufgenommen werden. Bei dieser Messung können 1000 dieser Zeitfenster kontinuierlich ohne Totzeit oder einer einstellbaren Verzögerung von  $> 50 \mu\text{s}$  aufgenommen werden. Der so erhaltene Datensatz wird auf einen PC über einen GPIB-Bus übertragen und mit Hilfe eines C Programms für jedes Zeitfenster die mittlere Frequenz mit einem Fehler von 20 kHz bestimmt. Aus dieser Berechnung ergibt sich die zeitliche Veränderung  $f_{\text{mod}}(t)$  der Schwebungsfrequenz  $f_{\text{sch}}$ . Durch Veränderung der Totzeiten zwischen den einzelnen Messfenstern können FM-Modulationskomponenten im Bereich von 17 mHz bis 200 kHz untersucht werden. In Abbildung 2.11 sind drei Messungen des demodulierten Schwebungssignals, die einen Frequenzbereich von 16,6 mHz bis zu 200 kHz abdecken, dargestellt.

Um nun die Frequenzkomponenten des Modulationssignals  $f_{\text{mod}}$  zu erhalten, können die einzelnen Komponenten mit Hilfe einer Fourier-Transformation  $f_{\text{mod}}(t)$  in ihre Frequenzkomponenten zerlegt werden. Aus der Teilabbildung b) ist direkt abzuschätzen, dass dabei die Hauptfrequenzkomponenten, wie am Anfang des Abschnittes postuliert, weit unterhalb von  $\Delta f = 6$  MHz bei  $f_{\text{mod}} < 2$  kHz liegen.

Die Fourier-Transformation von  $f_{\text{mod}}(t)$  aus der Teilabbildung b) ist im unteren Teil der Abbildung 2.11 im Abschnitt 2.5.4 im Bereich von 0-400 Hz dargestellt, der alle relevanten Komponenten umfasst. Dort ist sie den AM-Modulationskomponenten aus den in Abschnitt 2.4.2 gewonnenen Daten gegenübergestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die einzelnen Frequenzkomponenten beider unterschiedlicher Messungen zueinander im Zusammenhang stehen. Diese Zusammenhänge werden in Abschnitt 2.5.4 ausführlich betrachtet.

### 2.4.5 Longitudinale Moden bis 30 GHz

Im Abschnitt 2.4.2 werden zwei Messungen beschrieben, die es ermöglichen, die AM-Modulation der Diodenlaser direkt bis zu Frequenzkomponenten von 500 MHz zu untersuchen. Zu größeren Frequenzkomponenten hin stellt die Messtechnik den limitierenden Faktor dar. Um diese Limitation zu umgehen wird dazu übergegangen, nur einen festen Frequenzkomponentenbereich von 5-15 MHz zu untersuchen und den Diodenlaser  $\text{DL}_\text{A}$  mit Hilfe des PZT in der Frequenz um den zweiten Diodenlaser  $\text{DL}_\text{B}$

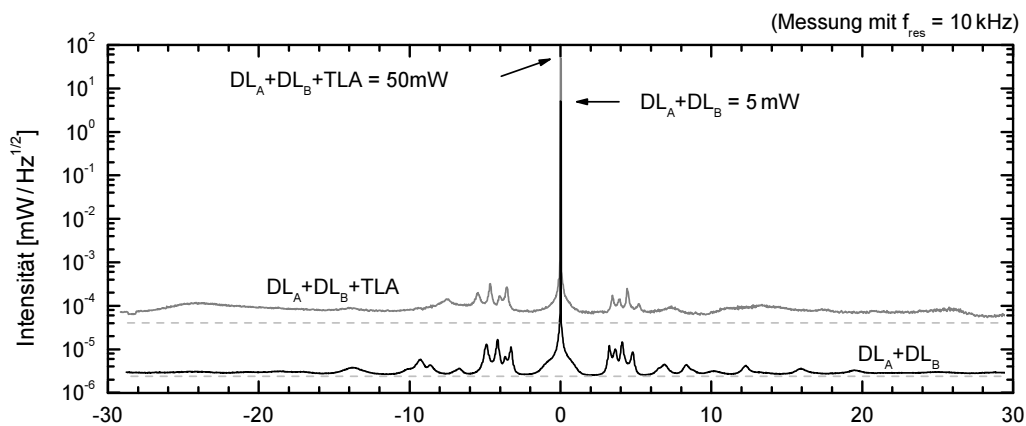
abzustimmen. Dadurch ist es möglich, durch die Faltung beider Laserspektren einen Frequenzbereich von  $\pm 30$  GHz um den zweiten Diodenlaser  $DL_B$  zu untersuchen. Durch die Faltung ist bei dieser Messung ein schmalbandiger rauscharmer Photodetektor im Vergleich zu den erwartenden Strukturen des Frequenzspektrums nötig. Um dies zu erreichen wird das Signal des Photodetektors mit Hilfe eines Verstärkers um 27 dB zusätzlich verstärkt. Der Verstärker hat dabei eine untere Grenzfrequenz von  $\approx 5$  MHz. Die obere Bandbreite wird mit Hilfe des MSA, der nur als einstellbarer Filter und weiterer Verstärker benutzt wird, auf 15 MHz festgelegt. Hierbei ist zusätzlich zu beachten, dass gleichzeitig auch die Spiegelfrequenzen bei  $-5$  bis  $-15$  MHz detektiert werden, so dass mit einer minimalen Auflösung von 30 MHz zu rechnen ist. Es zeigt sich bei den Messungen, dass außer der stimulierten Emission, wie sie in Abschnitt 2.4.3 mit einer Bandbreite von 6 MHz gemessen wird, alle anderen beobachteten Strukturen des Frequenzspektrums der Diodenlaser breitbandig gegenüber der Messbandbreite von 30 MHz sind, so dass diese Bandbreite von 30 MHz ausreichend schmal ist, um das Spektrum aufzulösen.

Zwei solcher Messungen sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Dabei sind die Signale nach Anhang A.4 auf  $\sqrt{\text{Hz}}$  normiert. Der untere Signalverlauf repräsentiert nur die Faltung der Frequenzspektren der beiden Diodenlaser ( $DL_A + DL_B$ ), während der obere Verlauf die Faltung der durch den TLA verstärkten Diodenlaser ( $DL_A + DL_B + TLA$ ) darstellt. Die angedeuteten Grundlinien stellen jeweils den messtechnischen Hintergrund dar.

Neben dem zu erwarteten Hauptmaximum um eine Differenzfrequenz von 0 GHz fallen die Strukturen um  $\pm 4$  GHz und um ein Vielfaches von dieser Frequenz auf. Diese Strukturen repräsentieren weitere, unterhalb der Laserschwelle nur breitbandig emitierende spontane Emissionen durch longitudinale Moden der Diodenlaser. Aus ihrem Abstand  $\Delta f$  vom Hauptmaximum lässt sich nach [24]

$$l_{\text{ges}} = \frac{c}{2 \cdot \Delta f} \quad (2.4-9)$$

eine Resonatorlänge von 3-5 cm abschätzen. Da die genaue Länge beider Laser-Resonatoren nicht bekannt ist und aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der beiden Diodenlaser auch voneinander abweichen können, ist es nicht möglich, die einzelnen Spitzen des Spektrums zu entfalten und dem jeweiligen Laser zuzuordnen. Besonders ist hierbei aber anzumerken, dass die Emissionen der beiden Diodenlaser im Bereich von 3-6 GHz genau in der für die radioastronomische Anwendung wichtigen Zwischenfrequenz oder ZF-Band liegen und diese Emission bei einer astronomischen Anwendung berücksichtigt werden müssen. Siehe dazu auch die Bewertung des verwendeten Lasersystems in Abschnitt 2.5



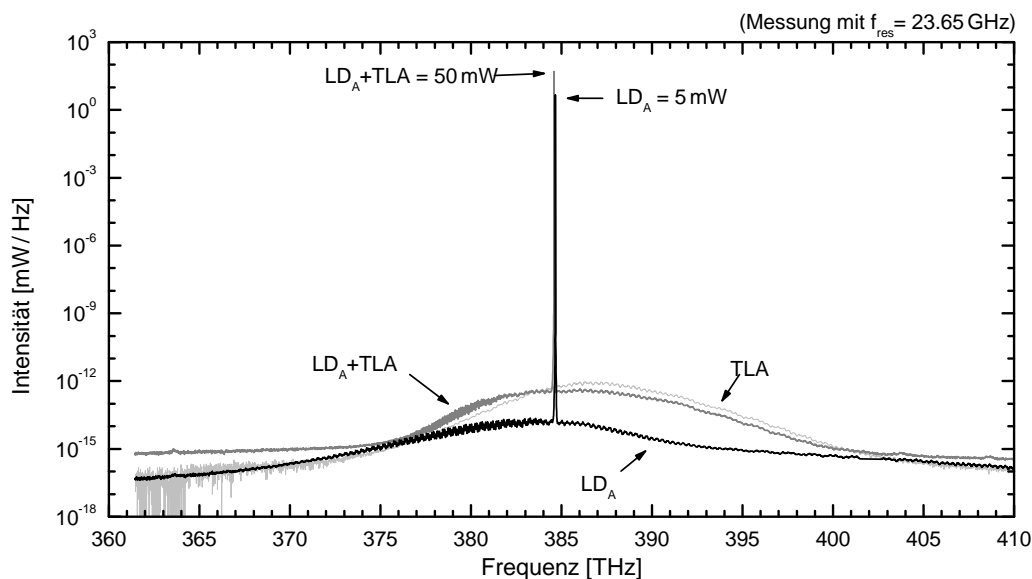
**Abbildung 2.12 :** Nebenmaxima bis  $\pm 30$  GHz mit Hilfe einer Frequenzfaltung beider Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  jeweils mit und ohne TLA bestimmt.

### 2.4.6 Spontane Emission über 50 THz

Im letzten Abschnitt wird das Spektrum der Diodenlaser in einem Bereich von 30 GHz um die Hauptemission mit Hilfe einer heterodynen Messung untersucht. Dort zeigt sich, dass diese Messung zu größeren Frequenzbereichen hin an ihre messtechnischen Grenzen stößt. Um diese Bereiche ebenfalls vermessen zu können, werden anstatt der heterodynen Messung der Laser nun die Laser direkt im optischen Bereich unter Verwendung des in Anhang B.2 beschriebenen OSA untersucht. Die Auflösung des OSA mit 23,65 GHz schließt sich dabei direkt an den Messbereich der Messung aus dem vorigen Abschnitt 2.4.5 an. In Abbildung 2.13 sind die entsprechenden Messungen einmal für den Diodenlaser  $DL_A$ , den freilaufenden Verstärker TLA und das verstärkte Signal  $DL_A + TLA$  des Diodenlasers  $DL_A$  dargestellt.

Dabei ist die durch den TLA erzeugte erhöhte breitbandige spontane Emission als Sockel in der Messung gut zu erkennen, wie sie auch im letzten Abschnitt 2.4.5 beobachtet wird. Auch ist zu erkennen, dass das Profil der spontanen Emission des TLAs und des Diodenlasers zueinander verschoben ist, wie es auch in Abschnitt 2.3.4 bereits gemessen wurde.

Bei dieser Messung und den in der Abbildung 2.13 dargestellten Frequenzspektren ist zu beachten, dass es sich bei dem OSA um ein nicht kohärentes Messinstrument im Gegensatz



**Abbildung 2.13 :** Breitband-Rauschen der spontanen Emission des Diodenlasers  $DL_A$  mit und ohne TLA mit Hilfe des OSA bestimmt.

zu den in vorigen Abschnitten durchgeführten heterodynen Messungen handelt. Dies hat zur Folge, dass, wie in Abschnitt A.4 beschrieben, eine Normierung auf Hz im Gegensatz zu einer Normierung auf  $\sqrt{\text{Hz}}$  benutzt werden muss.

Zur Überprüfung ist in Tabelle 2.1 das mit dem OSA gemessene und integrierte Hintergrundrauschen ohne die kohärenten Anteile dargestellt. Bei der reinen TLA Messung sollte dies mit dem mit einem inkohärenten Leistungsmeter gemessenen Wert übereinstimmen. Der Unterschied von -2 dB entspricht somit dem Fehler der Normierung. Die Werte für den Abstand Nutzsignal und Hintergrund für die  $DL_A$  und  $DL_A + TLA$  Messung sind ebenfalls im Bereich der zu erwarteten Werte. Dies bestätigt, dass die Normierung auf Hz bei Verwendung des OSAs wie erwartet ein sinnvoller Ansatz ist und die Messungen den Bereich von DC bis in den optischen Bereich überbrücken können.

## 2.5 Verknüpfung der durchgeführten Messungen

In dem vorigen Abschnitt 2.4 werden einzelne Messmethoden, die zu einer Charakterisierung und Bewertung des für diese Arbeit aufgebauten Lasersystems dienen, vorgestellt und



Messkurven	Hintergrund	Rauschabstand
DL <sub>A</sub> (5 mW) <sup>1</sup>	0,15 mW	15 dB
TLA (3,1 mW) <sup>1</sup>	5,2 mW	-2 dB (siehe Text)
DL <sub>A</sub> + TLA (50 mW) <sup>1</sup>	3,2 mW	12 dB

<sup>1</sup> diese Leistung gemessen mit einem Breitband-Leistungsmeter

**Tabelle 2.1 :** Vergleich von der Intensität der spontanen/kohärenten Emission bei Verwendung des OSAs.

auf die einzelnen Messungen eingegangen. Dabei wird an den entsprechenden Stellen auch schon auf eine Überschneidung der einzelnen Messmethoden hingewiesen. In diesem Abschnitt nun werden diese einzelnen Messungen miteinander verknüpft, so dass es möglich ist, eine die Messmethoden übergreifende Analyse und Bewertung des verwendeten Lasersystems für die in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Messungen durchzuführen. Auch ist nun eine Bewertung vor dem Hintergrund eines möglichen Einsatzes eines ähnlichen Systems innerhalb eines astronomischen Lokal-Oszillator möglich.

### 2.5.1 Abstimmbarkeit und Leistung

Das in diesem Kapitel vorgestellte Lasersystem bildet nach den in Abschnitt 2.3.3 und 2.3.4 durchgeführten Messungen im Hinblick auf Abstimmung und erreichbare Leistung ein nutzbares Instrument, um die in Kapitel 5 und 6 dargestellten Experimente durchzuführen.

Die Abstimmbarkeit von  $>1$  THz und ihre Genauigkeit von  $<5$  GHz und Stabilität von  $<10$  MHz/min wie sie in Abschnitt 2.3.3 bis 2.4.4 bestimmt werden, ist für die in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Experimente, die hauptsächlich eine nicht kohärente freilaufende Detektion verwenden, mehr als ausreichend. Auch sind mit diesem Lasersystem Messungen möglich, bei denen die Differenzfrequenz über einen Bereich von DC bis  $>1$  THz kontinuierlich durchgestimmt wird, wie sie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben werden und in Abschnitt 5.3 bei der Vermessung der Frequenzabhängigkeit der dort verwendeten Antennen Anwendung findet. Bei der Ausgangsleistung stehen nach Abschnitt 2.3.4 im täglichen Betrieb 50-70 mW am Ende der Glasfaser für die Experimente zur Verfügung.

Die hochauflösten AM und FM Messungen zeigen weiterhin, dass die Hauptkomponente dieser Störungen, Frequenzkomponenten  $<2$  kHz haben. Ohne diese Störungen kann eine Frequenzstabilität  $<1$  MHz demonstriert werden.

## Einschränkungen

Das größte Problem bildet die in Abbildung 2.7 dargestellte Modulation der Amplitude der einzelnen Laser, wie auch die des Laserverstärkers durch nicht völlig entspiegelte Endfacetten der verwendeten Komponenten, mit einer Modulationsfrequenz von 20 GHz bzw. 95,8 GHz. Die Intensität dieser Modulation variiert stark bei der täglichen Justage des Lasersystems. Im allgemeinen Fall steigt der Grad der Modulation mit der maximal zu erreichenden Ausgangsleistung an. Dies ist ein weiteres Indiz, dass es sich hierbei um ein Problem mit internen Reflexionen handelt, wie in Abschnitt 2.3.3 und 2.3.4 dargelegt ist.

Der Einfluss dieser Modulationen bei den in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Experimenten wird dadurch reduziert, dass wie in Abschnitt A.1 beschrieben ist, bei den Mischexperimenten die Intensität des Schwebungssignals mit  $P_{\text{sch}} = \sqrt{P_1/P_2}$  variiert<sup>1</sup>.

Trotzdem ist diese Modulation bei den durchgeführten Messungen immer als mögliche Fehlerquelle zu berücksichtigen und so ist für jede Einzelmessung eine optimale Justage der Intensität und der Frequenz nötig. Bei den durchgeführten Frequenzscans wird diese Modulation, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, durch ein Servo-Motor induziertes Frequenzrauschen der Laser und durch Mittelung mehrerer Messungen weitgehend reduziert.

### 2.5.2 Spontanes heterodynes Hintergrundrauschen

Aus den in den letzten Abschnitten 2.4.2 bis 2.4.6 gemessenen Werten kann nach den dort durchgeführten Normierungen eine Abschätzung über das zu erwartende heterodyne Hintergrundrauschen aufgestellt werden. In Tabelle 2.2 sind nun die Abschätzungen für die durchgeführten Messungen dargestellt. Dabei handelt es sich um den für diese Arbeit wichtigen heterodynen Rauschhintergrund, das dem bei den Mischexperimenten beobachteten Hintergrund entspricht. Für die Bereiche bis 400 MHz und 30 GHz können die Werte direkt aus den entsprechenden Messungen entnommen werden. Die Messung über 50 THz stellt hierbei einen besonderen Fall dar, da hier nur inkohärentes Rauschen gemessen wird, das erst durch Integration und Normierung auf  $\sqrt{\text{Hz}}$  über das gesamte Spektrum ins heterodyne Rauschen überführt werden muss.

### 2.5.3 AM/FM-Modulationsparamter des Lasersystems

Auch das in Abschnitt 2.4.2 und 2.4.4 untersuchte Amplituden- und Frequenzrauschen der verwendeten Diodenlaser stellt für die durchgeführten Experimente keine

---

<sup>1</sup>  $P_1$  und  $P_2$  Leistung der einzelnen Diodenlaser

Messmethode	Hintergrund	Rauschabstand
<b>MSA Messung bis 400 MHz</b>		
$DL_A + DL_B$ (5mW) <sup>1</sup>	$< 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ mW}$	$> 53 \text{ dB}$
$DL_A + DL_B + TLA$ (50mW) <sup>1</sup>	$< 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ mW}$	$> 55 \text{ dB}$
<b>Korelations-Messung bei 30 GHz</b>		
$DL_A + DL_B$ (5mW) <sup>1</sup>	$< 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ mW}$	$> 63 \text{ dB}$
$DL_A + DL_B + TLA$ (50mW) <sup>1</sup>	$< 6,4 \cdot 10^{-5} \text{ mW}$	$> 58 \text{ dB}$
<b>OSA Messung über 50 THz</b>		
$DL_A$ (5mW) <sup>1</sup>	$< 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ mW}$	$> 80 \text{ dB}$
$DL_A + TLA$ (50mW) <sup>1</sup>	$< 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ mW}$	$> 82 \text{ dB}$

<sup>1</sup> diese Leistung gemessen mit einem Breitband-Leistungsmeter

**Tabelle 2.2 :** Abschätzung von der heterodynem spontanen Emission bei den durchgeführten Messungen.

Einschränkung dar und ist innerhalb dieser Arbeit nur mit den dort beschriebenen Messmethoden überhaupt messbar. Trotzdem ist es sinnvoll, auch im Hinblick auf eine mögliche astronomische Anwendung die entsprechenden Modulationsparameter zu bestimmen.

Als Hauptrauschquelle stellt sich hierbei das Rauschen des Injektionsstroms sowie der Spannungsversorgung der piezoelektrischen Verstärker innerhalb der Diodenlaser dar. Nach den durchgeführten Messungen in Abschnitt 2.3.3 bis 2.4.4 und den Datenblätter der Diodenlaser [20] kann ein in Tabelle 2.3 dargestelltes Kleinsignal Rausch- oder Modulationsverhalten der Diodenlaser getrennt nach AM/FM Modulation festgestellt werden. Als Referenz-Spannung dienen hierbei die in 2.3.3 beschriebenen analogen Steuereingänge der Laserdioden, welche eine Modulation des Injektionsstroms oder der PTZ-Spannung mit Hilfe einer externen Steuerspannung erlauben.

Zusätzlich findet bei den Mischexperimenten noch eine Kopplung des AM/FM-Rauschens der einzelnen Laser statt, welche in Abschnitt 2.5.4 qualitativ untersucht wird. Durch diese Kopplung kann es zu einer Gleichtaktunterdrückung des FM-Rauschens und einer Summierung des AM-Rauschens bei den durchgeführten Mischexperimenten kommen.

#### 2.5.4 Kopplung von AM- und FM-Rauschen

Bei der Untersuchung des AM- und FM-Rauschens, wie es in den Abschnitten 2.3.3 bis 2.4.4 durchgeführt wird, fallen bei den AM-Messungen besonders die

Regelgröße/Modulation	DL <sub>A</sub>	DL <sub>B</sub>
<b>Stromsteuerung</b> ( $f_{\text{mod}} < 100 \text{ kHz}$ , $\Delta I < 2 \text{ mA}$ )		
I	0,2 mA/V	0,2 mA/V
AM	0,05 mW/V	0,04 mW/V
FM	12,5 MHz/V	26 MHz/V
<b>Piezosteuerung</b> ( $f_{\text{mod}} < 2 \text{ kHz}$ , $\Delta f < 60 \text{ GHz}$ )		
FM	12,5 GHz/V	12,5 GHz/V
AM	< 0,06 mW/V	< 0,05 mW/V

(bei 5 mW DC-Ausgangsleistung der Diodenlaser)

**Tabelle 2.3 :** FM und AM Empfindlichkeit der Diodenlaser in bezug auf die analogen Steuereingänge der Diodenlaser.

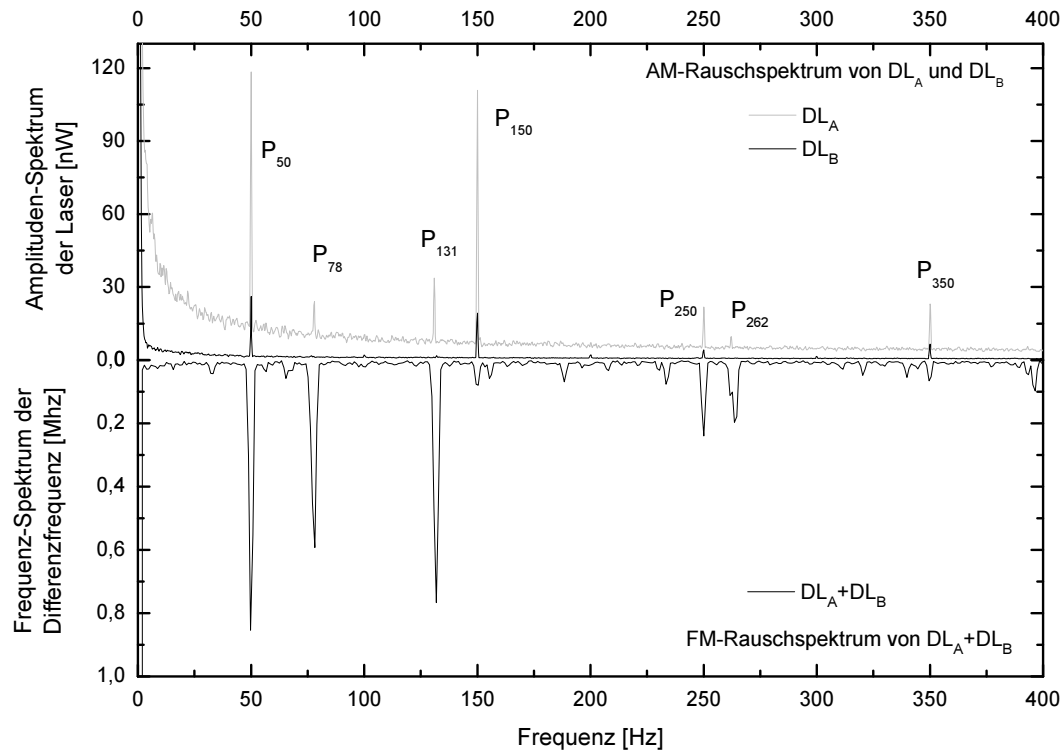
schmalbandigen Störungen auf, die hauptsächlich durch Einstreuung elektromagnetischer Strahlung in die Laserelektronik erzeugt werden. Auch die FM-Messungen in Abbildung 2.11 zeigen ähnliche Störungen, wenn sie im Frequenzbereich dargestellt werden. Als mögliche Quellen treten hierbei der Injektionsstrom und die Ansteuerung des PZT auf. Mit Hilfe der in Abschnitt 2.5.3 beschriebenen Modulationsparameter dieser Störquellen ist zu erkennen, dass eine Kopplung von AM/FM-Rauschen stattfinden muss.

So können nun die AM-Messungen der einzelnen Diodenlaser DL<sub>A</sub> und DL<sub>B</sub> mit dem FM-Rauschen Rauschmessungen des Mischsignals DL<sub>A</sub>+DL<sub>B</sub> verglichen werden, um eine Kopplung der Einzelkomponenten zu überprüfen, wie es in Abschnitt 2.3.3 und 2.5.3 theoretisch beschrieben wird.

In Abbildung 2.14 ist das AM-Rauschen der Laser aus der AM-Messung aus Abschnitt 2.4.2 mit der Fouriertransformation der FM-Modulation aus einer Messung nach Abschnitt 2.4.4 gegenübergestellt. Die einzelnen Störungen sind hierbei anhand ihrer Frequenz mit  $P_{[x\text{Hz}]}$  identifiziert. Die Messspanne von DC - 400Hz berücksichtigt alle relevanten Störungen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die AM-Störungen der einzelnen Laser den Frequenzkomponenten der FM-Modulation in ihrer Frequenz entsprechen, wie es auch nach der Betrachtung der Kopplung von AM/FM-Störungen in Abschnitt 2.3.3 und Abbildung 2.3 zu erwarten ist.

Bei der Betrachtung der signifikanten Amplituden der einzelnen AM/FM Störungen,



**Abbildung 2.14 :** Kopplung der Frequenzkomponenten des AM-Rauschens aus Abbildung 2.9 mit dem FM-Rauschen aus Abbildung 2.11 .

welche zusätzlich in Abbildung 2.4 dargestellt sind, zeigt sich, dass, falls man die AM-Modulation nur auf Störungen im Injektionsstrom der Dioden zurückführt, selbst die stärkste Störung von  $DL_A$  bei  $P_{50\text{Hz}}$  mit 118 nW nur eine FM-Störung von 30 kHz hervorruft. Dies liegt nach Abschnitt 2.4.4 unter dem Auflösungsvermögen der FM-Messung. Somit ist zu vermuten, dass die Piezosteuerung hauptsächlich für die gemessene FM-Modulation verantwortlich ist. Dies wird auch dadurch unterstützt, dass oberhalb von 2 kHz trotz der in Abbildung 2.9 vorhandenen AM-Störungen  $>2\text{ kHz}$  keine weiteren Peaks in den FM-Messungen beobachtet werden konnten. Dies ist mit der trägheitsbedingten Dämpfung der Piezosteuerung zu erklären.

Um auch eine Kopplung der Amplituden der einzelnen Messungen zu überprüfen, wird die Stärke der einzelnen FM-Modulationskomponenten als jeweils einer Linearkombination

Peak bei	AM Modulation Laser A	AM Modulation Laser B	FM Modulation Mischsignal	Fehler in Vorhersage <sup>1</sup>	Bemerkung
Hz	nW	nW	MHz	%	
50	118,38	26,28	0,853	15,9	
78	24,03	1,46	0,592	11,1	
131	33,75	1,11	0,766	6,8	
150	110,82	19,22	0,079	1643,1	siehe Text
200	<7,06	2,13	<0,014	0,1	DL <sub>A</sub> = 6,11 <sup>2</sup>
250	21,80	4,23	0,239	2,4	
262	9,65	<0,73	0,196	1,6	DL <sub>B</sub> = 0,73 <sup>2</sup>
350	22,99	6,55	0,065	8,5	

<sup>1</sup> mit  $\alpha=0,027$   $\beta=0,084$  und Ausschluss von Peak P<sub>150Hz</sub> <sup>2</sup> geschätzte AM-Modulations-Werte

**Tabelle 2.4 :** Vergleich der aus Abbildung 2.14 gewonnenen Information über die Koppelung des AM- und des FM-Rauschens mit den zu erwarteten Werten.

aus den AM-Modulation Komponenten zusammensetzt

$$FM_{xHz} = \alpha \cdot AM_{xHz}^{DL_A} - \beta \cdot AM_{xHz}^{DL_B} . \quad (2.5-1)$$

Wird der Fehler in bezug auf die nach Tabelle 2.4 gemessenen Werte minimiert, bieten die Werte für  $\alpha$  und  $\beta$  mit

$$\alpha = 0,027 \quad \text{und} \quad \beta = 0,084 \quad (2.5-2)$$

die beste Annäherung. Der Fehler dieser Vorhersage der FM-Modulation aus den gemessenen AM-Modulationen ist ebenfalls in Tabelle 2.4 dargestellt. Außer bei dem nicht berücksichtigtem Peak P<sub>150hz</sub> beschreibt die Beziehung 2.5-1 ein gute Übereinstimmung, Fehler < 16%.

Diese Ergebnisse bestätigen, dass beide Diodenlaser gleichmäßig, aber mit einem Amplitudenverhältnis  $\beta/\alpha$  von  $\beta/\alpha = 3,1$  FM-moduliert sind, wodurch eine teilweise Gleichaktunterdrückung der FM-Modulation entsteht.

## 2.6 Bewertung des Zwei-Farben Lasersystems

In diesem Abschnitt wird das in dieser Arbeit beschriebene Lasersystem anhand der durchgeführten Messungen im Hinblick sowohl auf die Eignung für die in 5 und 6 durchgeführten Experimente dieser Arbeit als auch als Grundlage für eine weitere Anwendung eines ähnlichen Systems im Rahmen des SOFIA-Projektes bewertet.

### 2.6.1 Allgemeine Bewertung

Diese in diesem Kapitel durchgeführten Messungen zeigen, dass das aufgebaute Lasersystem sinnvoll und kontrolliert für die Erzeugung von Schwebungssignalen im submm-Bereich eingesetzt werden kann. Hochaufgelöste Messungen im AM- und FM-Bereich der Laseremission und ihre Verknüpfung zeigen weiterhin, dass es möglich ist, das Rauschen in Frequenz und Amplitude des Lasersystems zu verknüpfen. Somit ist es möglich die gekoppelte Dynamik des Signalrauschens zu verstehen und auch zu kontrollieren.

### 2.6.2 Verwendung bei den durchgeführten Experimenten

Das Lasersystem genügt hinsichtlich seiner Abstimmbarkeit und seiner Stabilität nach den Messungen in Abschnitt 2.5.1 den in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Experimenten. So liegt die Stabilität des freilaufenden Lasersystems bei wenigen MHz pro Minute. Auch die Abstimmbarkeit ist ausreichend, um die maximale bei den Experimenten benutzte Differenzfrequenz von 1 THz zu generieren. Die größte Limitation stellt hierbei die im alltäglichen Betrieb maximale Leistung von  $\approx 50$  mW dar, die nach Einkoppeln der in Kapitel 3 beschriebenen Justiervorrichtung zu erzielen ist und vor allem weiterführende Experimente begrenzt, für diese Arbeit aber tolerierbar ist.

### 2.6.3 Verwendung als astronomischer Lokalszillator

Für eine Anwendung dieses Lasersystems als astronomischer Lokalszillator ist dieses Lasersystem in der momentanen Konfiguration nicht anwendbar. Für eine Anwendung reicht die passive Stabilität der Diodenlaser nicht aus und muss aktiv stabilisiert werden. Auch erfüllen die in dem Lasersystem benutzten kommerziellen Komponenten nicht die erforderlichen elektrischen und mechanischen Spezifikationen, die für einen Einsatz nötig sind. Auch kann der spontane Rauschhintergrund nach den Messungen in Abschnitt 2.4.5 der

verwendeten Diodenlaser vor allem in dem für die Radioastronomie wichtigen Frequenzbereich von 2-6 GHz, der als Zwischenfrequenz benutzt wird, einen Einsatz erschweren.

Trotzdem kann das aufgebaute Labor-Lasersystem und die verwendeten Komponenten als Ausgangspunkt genommen werden und die Erfahrung bei seinem Aufbau bei der Entwicklung eines entsprechenden Lasersystem genutzt werden.



## Kapitel 3

### Die verwendete glasfasergestützte Nahfeld-Beleuchtung

In diesem Kapitel wird die speziell für die Experimente dieser Arbeit entwickelte und aufgebaute glasfasergestützte Nahfeld-Beleuchtung zur kontrollierten Positionierung und Fokussierung der Laserstrahlung des verwendeten Lasersystems aus Kapitel 2 auf die in Kapitel 5 und 6 untersuchten Photomischer vorgestellt. Dazu wird in Abschnitt 3.1 zuerst die Motivation zur Verwendung der Nahfeld-Methode im Zusammenhang mit den in Kapitel 6 vorgestellten Photomischern, aber auch im Zusammenhang mit der möglichen Anwendung eines solchen Beleuchtungssystems innerhalb eines astronomischen Lokaloszillators, dargelegt. Anschließend wird auf die für diese Beleuchtung wichtigen physikalischen und mechanischen Eigenschaften der verwendeten Glasfaser in Abschnitt 3.2 und auf die experimentelle Realisierung in Abschnitt 3.3 eingegangen. Abschließend erfolgt in Abschnitt 3.4 eine Bewertung der verwendeten glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung in bezug auf die durchgeführten Experimente und einen möglichen astronomischen Einsatz.

#### 3.1 Motivation der glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung

Bei der gewählten glasfasergestützten Beleuchtung wird die kollimierte Laserstrahlung nach Verlassen des Zwei-Farben Lasersystems, wie es in Abschnitt 2.3 beschrieben wird, stark fokussiert und in eine Single-Mode Glasfaser, welche näher in Abschnitt 3.2 beschrieben wird, eingekoppelt. Dabei ist der Photomischer in einem mechanisch und räumlich vom Lasersystem getrennten kombinierten Positionier- und Fokussieraufbau, wie er in Abschnitt 3.3 beschrieben wird, eingebaut. Die Beleuchtung erfolgt direkt durch das divergente Strahlungsfeld des planaren Glasfaserendes. Bei einem klassischen Aufbau hingegen findet die Fokussierung der parallelen Laserstrahlung erst direkt vor dem zu beleuchteten Photomischer durch eine kurzbrennweitige Linse statt.

Aus der Wahl dieser glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung leiten sich Eigenschaften ab, die bei einem klassischen Freistrahl-Aufbau nur schwierig zu realisieren sind, aber entscheidend für eine Vielzahl der bei dieser Arbeit in Kapitel 5 und 6 durchgeführten

Experimente sind. Diese Eigenschaften werden im Folgenden vorgestellt. Anschließend wird auf die experimentelle Realisierung in Abschnitt 3.2 und 3.3 näher eingegangen.

### 3.1.1 Moden-Reinheit und Strahldurchmesser der Laserstrahlung

Durch die Verwendung einer geeigneten Single-Mode Glasfaser bei der Beleuchtung werden, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, prinzipiell bedingt, höhere transversale  $TEM_{mn}$ -Moden nicht weitergeleitet, so dass nur der Grundmode  $TEM_{00}$  die Glasfaser verlassen und somit eine kontrollierte Beleuchtung möglich ist. Bei einem Freistrahlaufbau wird eine aktive Modenfilterung benötigt, um eine kontrollierte Beleuchtung zu garantieren. Bei der Verwendung eines modenreinen Lasers, wie er in [14] vorgestellt wurde, kann diese Modenfilterung entfallen. Auch wird durch die Glasfaser eine Überlappung beider Laser, wie in Abschnitt 3.2.3 dargelegt, garantiert. Aus der Moden-Reinheit in der Glasfaser folgt ein annähernd gaussförmiges Strahlprofil, wie es in Abschnitt 3.2.2 gezeigt wird. Aus dem Strahlprofil lässt sich auch, wie sich aus Abschnitt 3.2.2 ergibt, der Strahldurchmesser nur in Abhängigkeit des Abstandes des Glasfaserendes von der Substratoberfläche bestimmen. Um diesen Abstand, der bei den Experimenten in einem Bereich von 0-100  $\mu\text{m}$  liegt, möglichst genau zu bestimmen, werden die in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Messmethoden benutzt.

### 3.1.2 Ortsaufgelöstes Beleuchten der Photomischer

Durch die mechanische und optische Trennung des Lasersystems und des Positionier- und Fokussieraufbaus, dessen experimentelle Realisierung in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird, ist es möglich, ein mechanisch äußerst stabiles System zu realisieren. Dabei wird eine reproduzierbare stabile Justage in X,Y und Z Richtung auf unter 50 nm erreicht. Trotzdem ist es weiterhin möglich, dieses System im Betrieb auf dem optischen Tisch zu verschieben oder sogar, wie es bei der Messung in Abschnitt 5.3.2 der Fall ist, um zwei Raumachsen zu verkippen, ohne dass es zu einer Dejustage kommt. Bei einem Freistrahlaufbau stößt man hiermit an die experimentellen Grenzen.

Zusätzlich ist es möglich, da die Justage in einem Bereich von 100  $\mu\text{m}$  in X,Y und Z Richtung mit Hilfe von geregelten PZTs erfolgt, welche über ein LAB-VIEW Programm gesteuert werden können, die Glasfaserspitze kontrolliert über den Photomischer zu bewegen in so einen 1D-Schnitt oder eine 2D-Fläche aufzunehmen. Dies wird in Abschnitt 3.3.3 vorgestellt, in Kapitel 4 weiterführend motiviert und in Kapitel 6 als eine der Haupt-Mess-Strategien benutzt.

### 3.1.3 Anwendung als astronomischer Lokaloszillator

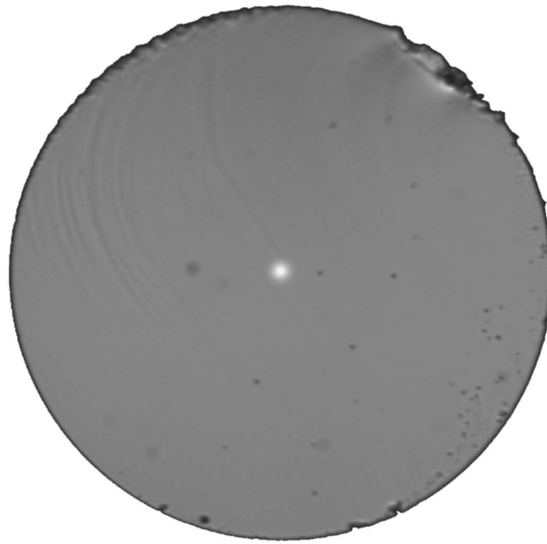
Ein weiterer Grund der Verwendung einer glasfasergestützten, vom eigentlichen Lasersystem getrennten Beleuchtungseinheit, ist die mögliche Anwendung der verwendeten Photomischer und die Beleuchtungseinheit als astronomische Lokaloszillatoren. Bei den in der Radioastronomie verwendeten Empfänger ist ein ein cryogenes Umfeld notwendig. Durch die Verwendung der glasfasergestützten Beleuchtung wird eine Möglichkeit vorbereitet, den im Kapitel 6 untersuchten Photomischer mit der Glasfaser flexibel innerhalb des cryogenen Umfeldes zu benutzen.

Auch ist es, wie im Kapitel 2 beschrieben und im Abschnitt 2.6.3 zusammengefasst, notwendig, das Lasersystem von mechanischen und akustischen Störungen weitgehend zu isolieren. Da diese Störungen innerhalb eines Teleskopes nicht zu vermeiden sind, kann es notwendig sein, das Lasersystem und den astronomischen Empfänger/Lokaloszillator räumlich zu trennen. Dies ist durch Verwendung einer glasfasergestützten Beleuchtung ebenfalls zu realisieren.

## 3.2 Eigenschaften der verwendeten Single-Mode-Glasfaser

Für die durchgeführten Experimente werden Single-Mode Glasfasern des Typs *FS-SN-4224* der Firma *3M* [29] verwendet. In Abbildung 3.1 ist eine der verwendeten Fasern im Querschnitt dargestellt, nachdem die Schutzhülle entfernt und die Endfläche planar abgespalten wurde. Die in der Abbildung sichtbare IR-Strahlung ist durch die Dispersion innerhalb des Mikroskopobjektives nur unscharf abgebildet und damit zu großflächig dargestellt. Die Endfläche der Glasfaser ist recht empfindlich und bedingt durch die kleine Fläche und der daraus resultierenden großen Oberflächenbelastung bei einer Berührung mit einer Oberfläche immer neu zu spalten. Auch tritt eine deutliche Verschmutzung der Endfläche ein, wenn es innerhalb der untersuchten Photomischer zu einem Kurzschluss kommt, oder die Glasfaser längere Zeit in einem Experiment benutzt wird, so dass ebenfalls die Glasfaser neu gespaltet werden muss.

Die Glasfaser hat dem Industriestandard folgend einen Hüllendurchmesser aus Kunststoff von  $250\mu\text{m}$ , der den Mantel der Glasfaser mit einem Durchmesser von  $125\mu\text{m}$  mechanisch schützt. Über den genauen Kerndurchmesser mit  $k_d \approx 1\mu\text{m}$  oder den verwendeten Brechungsindex der Glassorten sind keine genauen Informationen verfügbar. Deshalb und weil die Glasfaser am spektralen Rand ihrer Spezifikation benutzt wird, ist es nicht möglich, das genaue Strahlprofil, welches für die in Kapitel 5 und 6 beschriebenen Messungen wichtig ist, vorherzusagen. Aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt 3.2.1 kurz auf die



**Abbildung 3.1 :** SM-1224-Glasfaser, ohne Hülle mit einem Manteldurchmesser von  $125\,\mu\text{m}$  und eingekoppelter IR-Strahlung im Kern.

physikalischen Grundlagen, die das Strahlprofil innerhalb einer Glasfaser beschreiben, eingegangen, um so die im Abschnitt 3.2.2 vorgenommenen experimentellen Messungen des Strahlprofils und den daraus resultierenden Moden-Durchmessers bewerten zu können. Anschließend wird im Abschnitt 3.2.3 auf die genaue Überlappung der Strahlprofile der beiden Farben der Laserstrahlung und im Abschnitt 3.2.4 dann auf das Polarisationsverhalten in Bezug auf den Zwei-Farben Betrieb der Glasfaser eingegangen.

### 3.2.1 Theoretischer Ansatz zum Strahlprofil der verwendeten Glasfaser

In den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten wird eine Glasfaser des Types *sn-4224* der Firma *3M* verwendet. Die verwendete Glasfaser ist für die untersuchte Wellenlänge um  $780\,\text{nm}$  als Single-Mode Glasfaser ausgelegt. Dies bedeutet, dass nur eine transversale Grundmode  $\text{TEM}_{00}$  durch die Glasfaser propagiert. Die verwendete Glasfaser besteht aus einem Kern mit dem Brechungsindex  $n_k$  und einem Radius von  $r_k$  sowie einem Mantel mit einem Radius  $r_m \gg r_k$  und einem Brechungsindex von  $n_m$ . Aus diesen Größen lassen sich die optischen Eigenschaften und das Strahlprofil der Glasfaser ableiten.

Dabei wird eine Bestimmung des elektrischen Feldes unter Berücksichtigung der durch die Glasfaser gegebenen Randbedingungen durchgeführt. Für die Betrachtung dieses Sachverhaltes ist es aus Symmetriegründen sinnvoll, die Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial \psi}{r \partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{r^2 \partial \varphi^2} + q^2 \psi = 0 \quad \text{mit } q^2 = k^2 - \beta^2 \quad (3.2-1)$$

als Ausgangsbasis zu verwenden, mit der der zylindersymmetrische Aufbau der durch die Glasfaser festgelegten Randbedingungen sich direkt beschreiben lässt.

Mit Hilfe des Produktansatzes  $\psi = \psi_r(r) \cdot \psi_\varphi(\varphi)$  und anschließender Separation liefert nach [30] und [31] einmal

$$\frac{\partial^2 \psi_r}{\partial r^2} + \frac{\partial \psi_r}{r \partial r} + (k_{tr}^2 - \frac{m^2}{r^2}) \psi_r = 0 \quad (3.2-2)$$

und

$$\frac{\partial^2 \psi_\varphi}{\partial \varphi^2} + m^2 \psi_\varphi = 0. \quad (3.2-3)$$

Die physikalischen Randbedingungen der Glasfaser fordern nun im Kern eine Stehwelle und im Mantel ein Abklingverhalten. Nur so wird die eingekoppelte Strahlung auch durch die Glasfaser transportiert.

Als Lösungsfunktionen bieten sich nach [30] innerhalb des Kerns Besselfunktionen  $J_m(ur)$  und im Mantel Hankelfunktionen  $K_m(wr)$  an. Für die untersuchten Single-Mode Glasfasern interessiert hierbei nur die Lösung mit  $m = 0$ , welche nur ein Maxima des elektrischen Feldes hat

$$J_0(ur) \quad \text{mit } u^2 = k_k^2 - \beta^2 \quad (3.2-4)$$

$$K_0(wr) \quad \text{mit } w^2 = k_m^2 - \beta^2. \quad (3.2-5)$$

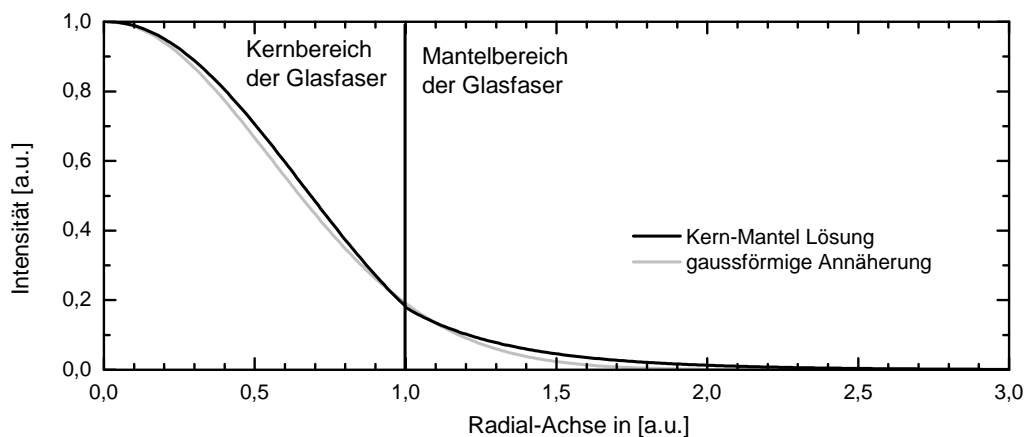
Zusätzlich müssen noch am Übergang Kern/Mantel, mit  $r = a$ , folgende Randbedingungen

$$\begin{aligned} \psi_k(r=a) &= \psi_m(r=a) \\ \left. \frac{\partial \psi_k}{\partial r} \right|_{r=a} &= \left. \frac{\partial \psi_m}{\partial r} \right|_{r=a} \end{aligned} \quad (3.2-6)$$

erfüllt werden.

In Abbildung 3.2 ist die numerisch durchgeführte Lösung von 3.2.1 mit den Randbedingungen aus 3.2-6 dargestellt. Zusätzlich ist eine gaussförmige Annäherung der Form

$$I_{\text{gauss}}(r) = e^{-\alpha r^2} \cdot \beta \quad (3.2-7)$$



**Abbildung 3.2 :** Strahlprofil innerhalb einer Singlemode-Glasfaser.

eingezeichnet. In der weiteren Betrachtung 3.2.2 des Strahlprofils außerhalb der Glasfaser wird diese Vereinfachung verwendet, da sich die Mathematik der Freiraumausbreitung deutlich vereinfacht und es bei den durchgeführten Betrachtungen zu keinen Einschränkungen kommt.

### 3.2.2 Experimentelle Bestimmung des Strahlprofils der verwendeten Glasfaser

Das Strahlprofil an der Endfläche der Glasfaser lässt sich, wie im vorigen Abschnitt 3.2.1, aus dem Kerndurchmesser der verwendeten Glassorten und der benutzten Wellenlänge bestimmen. Von der Industrie wird hierbei aber nur ein nomineller standardisierter MFD<sup>1</sup> anstatt der genauen physikalischen Parameter veröffentlicht.

Erschwerend kommt noch hinzu, dass die verwendete Glasfaser für eine Wellenlänge von 820 nm optimiert ist. Da die Experimente aber bei einer deutlich geringeren Wellenlänge von 780 nm durchgeführt werden, ist aufgrund der Fertigungstoleranzen eine vom Distributor der Glasfaser durchgeführte Selektion der Fasern erfolgt.

Deshalb ist es notwendig, jeweils die einzelnen Glasfasern in bezug auf den Strahldurchmesser an der Endfläche  $\omega_0$  und das Strahlprofil zu bestimmen. Beachtet werden muss, dass dieser Strahldurchmesser  $\omega_0$  an der Endfläche  $z_0$  nicht dem nach der Messvorschrift

---

<sup>1</sup> MFD=Mode-Field-Diameter

EIA/TIA-455-167A gemessenen MFD entspricht. Der MFD entspricht dem Durchmesser der Strahlung bei der Rayleigh Entfernung  $z_r$  von der Endfläche. Dabei ist  $z_r$  nach [24] mit

$$\frac{\omega(z_r)}{\omega(z_0)} = 2 \quad (3.2-8)$$

definiert, wobei  $\omega(z_r)$  und MFD gleichzusetzen sind. Der Strahldurchmesser ist hierbei bei  $1/e^2 = 13,5\%$  der Maximalintensität  $I_{\max}$  festgelegt.

Um  $\omega_0$  experimentell zu bestimmen, bietet sich, wie in Abschnitt 3.2.1 dargestellt, eine gaussförmige Annäherung des Strahlprofils an. Mit dieser Annahme lässt sich nach [24] der Zusammenhang

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{\left(1 + \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (3.2-9)$$

als Ausgangsbasis benutzen. Die Gleichung 3.2-9 beschreibt das divergente Verhalten elektromagnetischer Wellen mit einem gaussförmigen Strahlprofil und planaren Wellenfronten bei  $z = 0$ , in Abhängigkeit des zu bestimmenden Strahldurchmessers  $\omega_0$  und  $z$ .

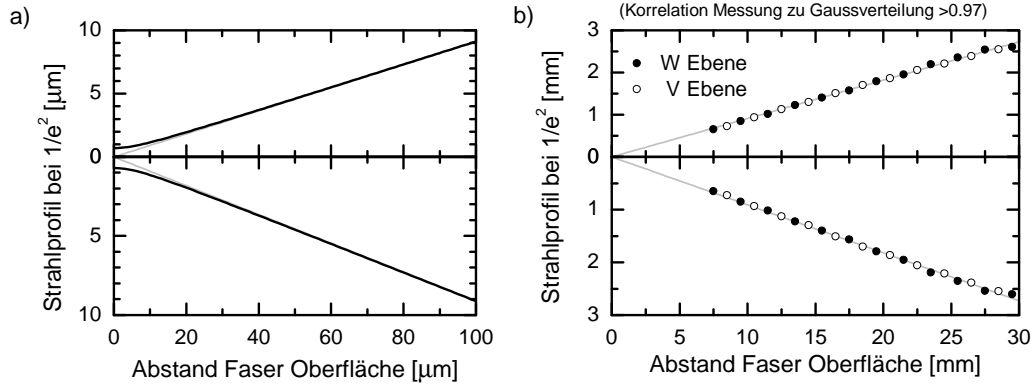
Bei einer Fernfeldbetrachtung und Auflösung nach  $\omega_0$  vereinfacht sich der Zusammenhang zu

$$\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi \cdot \Phi} , \quad (3.2-10)$$

wobei  $\Phi = z/\omega(z)$  in der Gleichung 3.2-10 für die Steigung im Fernfeld steht. Jetzt ist es möglich, durch Messung der Fernfeldsteigung  $\Phi$  den Strahldurchmesser  $\omega_0$  und damit auch den Verlauf der Strahlung nach 3.2-9 zu bestimmen.

Der Strahldurchmesser in verschiedenen Fernfeld-Positionen  $\omega(z)$  wird mit Hilfe eines Strahlvermessungssystems des Typs *Beammaster* der Firma *Choherend* durchgeführt. Das Funktionsprinzip dieses Messsystems beruht auf dem kontrollierten Abschatten des zu messenden Strahlprofils in mehreren Schnittebenen. Aus diesen einzelnen Signalen lässt sich dann das tatsächliche Strahlprofil rekonstruieren. Die Detailauflösung und damit die Möglichkeit, von einem gaussförmigen Strahlprofil stark abweichende Profile aufzulösen, hängt direkt von der Anzahl der verwendeten Schnittebenen ab. Im verwendeten Messsystem werden 7 Schnittebenen verwendet. Für die Untersuchung des als gaussförmigen angenäherten Strahlprofils der verwendeten Single-Mode Glasfasern sind die 7 Ebenen ausreichend. Das Strahlprofil der verwendeten Diodenlaser und des TLA wird aber nur unzureichend abgebildet.

Die Ergebnisse dieser Messungen im Fernfeld sind im rechten Teilbild b) der Abbildung 3.3 dargestellt, im linken Teilbild a) das aus der Beziehung 3.2-9 und der Steigung des Fernfeldes berechnete Nahfeld. Die W- und V-Ebenen entsprechen



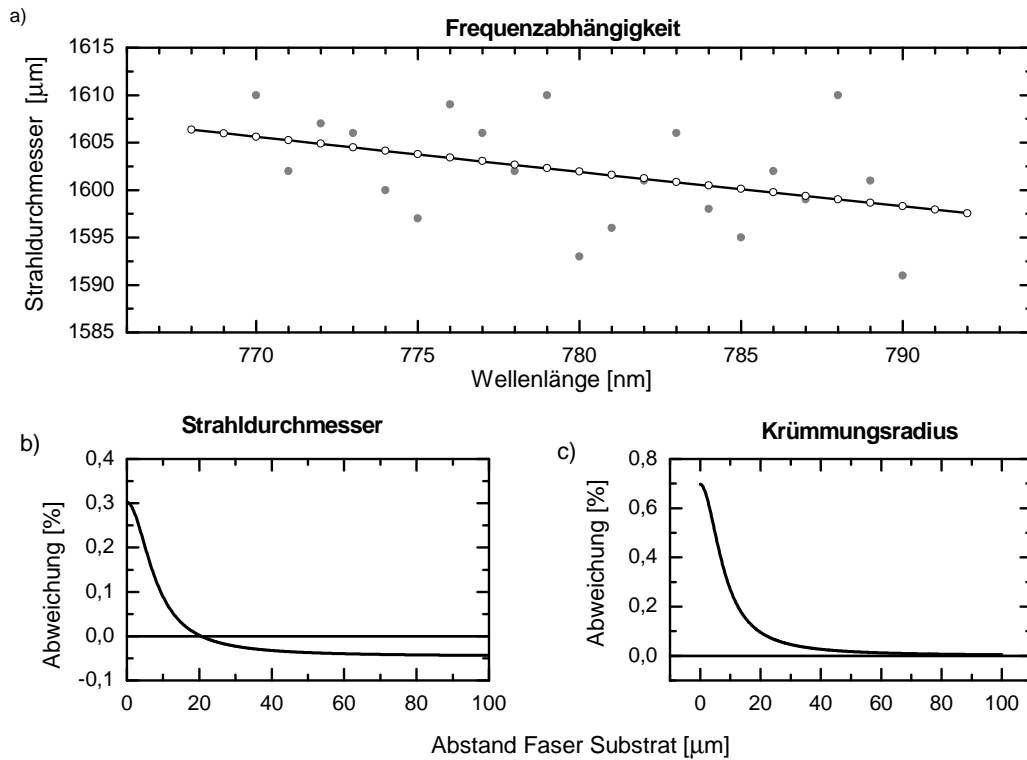
**Abbildung 3.3 :** Strahlprofil und Öffnungswinkel der verwendeten Glasfaser: a) Nahfeld-Approximation, b) experimentelle Fernfeldmessung.

orthogonalen Ebenen innerhalb des Laserstrahls. Wie zu erkennen ist, liegen alle gemessenen Punkte im Fernfeld wie erwartet auf einer Geraden nach Gleichung 3.2-10. Aus den Messpunkten lässt sich eine Steigung von  $\Phi = 0,176$  ableiten. Aus der Gleichung 3.2-10 und der Steigung ergibt sich ein Strahldurchmesser von  $\omega_0 = 1,41 \mu\text{m}$  an der Endfläche der Glasfaser. Auch liegt die Korrelation der Strahlprofile der einzelnen Messungen mit einem idealen gaussförmigen Strahlprofil nach den Messungen bei jeweils über  $> 0,97$ . Dies bestätigt sowohl die Gültigkeit der benutzten Zusammenhänge als auch die Gültigkeit der Verwendung eines gaussförmigen Strahlprofils als Annäherung des im Abschnitt 3.2.1 betrachteten Strahlprofils. Auch korrespondiert der Durchmesser in den beiden Ebenen W und V miteinander. So kann zusätzlich von einem, wie erwartet, rotationssymmetrischen Strahlprofil ausgegangen werden.

### 3.2.3 Räumliche Überschneidung der zwei Laser Farben

Bei der im Kapitel 3 beschriebenen Nahfeld-Beleuchtung muss ein weiterer Sachverhalt berücksichtigt werden. Es ist zu überprüfen, dass, falls zwei Laserstrahlen mit unterschiedlichen Frequenzen durch die Glasfaser übertragen werden, auch nach dem Austritt die beiden Farben sich sowohl räumlich als auch phasengerecht überschneiden, damit sich ein Schwebungssignal, wie in Abschnitt A.1 dargelegt wird, ausbilden kann. Diese Betrachtung ist notwendig, da nach den Ausführungen im letzten Abschnitt 3.2.2 der Öffnungswinkel





**Abbildung 3.4 :** Experimentelle Frequenzabhängigkeit des Strahlprofils und daraus resultierende räumliche Überschneidung der Strahlprofile der verwendeten Glasfaser.

und der Strahldurchmesser nach Gleichung 3.2-9 und 3.2-10 einmal von der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$  als auch vom Strahldurchmesser  $\omega_0$  am Glasfaserende abhängen, welcher nach Abschnitt 3.2.1 ebenfalls abhängig von der Wellenlänge ist. Die in diesem Abschnitt nicht berücksichtigten Polarisierungseffekte der Glasfaser werden anschließend in Abschnitt 3.2.4 beschrieben.

Um diese Wellenlängenabhängigkeiten bestimmen zu können, wird eine Messung des Strahldurchmessers im Fernfeld bei einem Abstand von  $z = 9,1 \text{ mm}$  abhängig von der Wellenlänge mit Hilfe des abstimmbaren Diodenlasers  $\text{DL}_A$  und des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten *BEAMMASTER* durchgeführt. Die Ergebnisse sind im oberen Teilbild a) der Abbildung 3.4 dargestellt. Auffallend ist, dass der Strahldurchmesser zu großen Wellenlängen hin leicht abnimmt.

Daraus folgt Die Erklärung, dass das  $\omega_0$  nach 3.2.1 innerhalb der benutzten Glasfaser mit steigender Wellenlänge hin zunimmt und somit der erhöhten Divergenz bei gleichbleibendem  $\omega_0$  kompensiert. Aus der Gleichung 3.2-9 der durchgeführten Messung und der Annahme eines linearen Zusammenhanges im untersuchten Bereich ergibt sich

$$\omega_0(\lambda) = \lambda \cdot 2,1318 - 0,2518 \quad (\lambda \text{ in } \mu\text{m}) \quad (3.2-11)$$

für die Wellenlängenabhängigkeit des Strahldurchmessers  $\omega_0$ . Dieser Zusammenhang 3.2-11 entspricht, in Gleichung 3.2-9 eingesetzt, innerhalb der betrachteten Auflösung vollständig der in Abbildung 3.4 eingezeichneten linearen Näherung der gemessenen Strahldurchmesser.

Jetzt ist es möglich, den Strahldurchmesser in Teilbild b) und den Krümmungsradius der Laserstrahlung in Teilbild c) dargestellt, in Abhängigkeit von der Differenzfrequenz beider Laser zu vergleichen. Dabei wird für den Strahldurchmesser die Gleichung 3.2-9 unter der Berücksichtigung von Gleichung 3.2-11

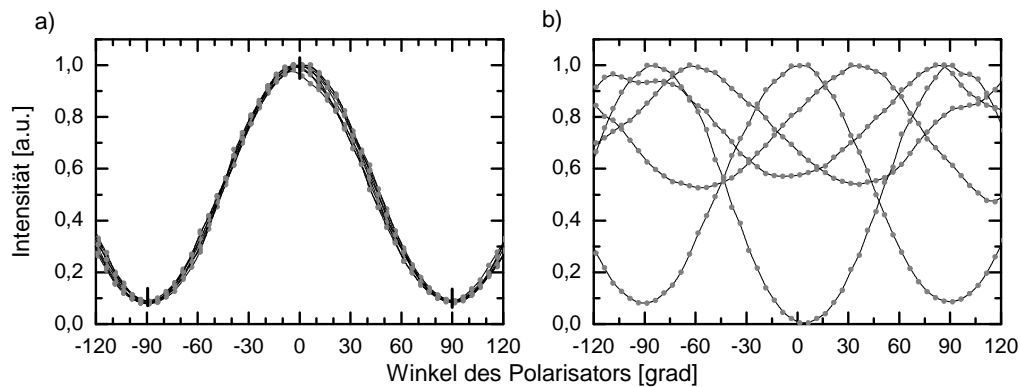
$$\omega_d(z, \lambda) = \omega_0(\lambda) \sqrt{\left(1 + \frac{\lambda z}{\pi \omega_0(\lambda)^2}\right)^2} \quad (3.2-12)$$

benutzt. Der Krümmungsradius der Wellenfronten kann nach [24] ebenfalls unter Berücksichtigung von Gleichung 3.2-11 mit

$$\omega_r(z, \lambda) = \frac{z^2 + \frac{\pi^2 \omega_0(\lambda)^4}{\lambda^2}}{z} \quad (3.2-13)$$

beschrieben werden. Weiterhin ist davon auszugehen, dass die Unterschiede zu größeren Differenzfrequenzen ansteigen. Deshalb sind im unteren Teil der Abbildung 3.4 die sich nach Gleichung 3.2-12 und 3.2-13 ergebenden Unterschiede für einen Frequenzabstand beider Laser von 2 nm oder 986 GHz um 780 nm für verschiedene Abstände von dem Glasfaserende dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Unterschiede in den für die Experimente benutzten Differenzfrequenzen von 0-986 GHz kleiner als 0,3 %, respektive 0,8 % liegen.

Das Fazit der Betrachtung ist, dass davon ausgegangen werden kann, dass sich die Wellenfronten bei den durchgeführten Experimenten vollständig räumlich und phasen-gerecht überlappen und somit auch vollständig über den gesamten Strahldurchmesser interferieren können, solange die Polarisationen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, übereinstimmen.



**Abbildung 3.5 :** Wellenlängen und mechanische Abhängigkeit der Polarisation beim Durchgang durch die verwendete Glasfaser: a) Änderung der Wellenlänge, b) Änderung der Geometrie.

### 3.2.4 Polarisationsvariation durch die verwendete Single-Mode Glasfaser

Bei der im Experiment verwendeten Single-Mode Glasfaser handelt es sich um eine symmetrische Glasfaser. Dies bedeutet, dass es keine bevorzugte Ebene gibt, an der die Polarisation der eingestrahnten Strahlung erhalten bleibt. Für die Generierung des Schwungsignals ist es aber, wie in Abschnitt A.1 beschrieben, notwendig, dass beide Laser eine gleichförmige Polarisation haben.

Um diese Einflüsse zu untersuchen, wird die Laserstrahlung, die das Lasersystem nach Abschnitt 2.3 linear polarisiert verlässt, durch eine 5 m lange Glasfaser geleitet und anschließend durch einen drehbaren linearen Polarisationsfilter mit einem Photodetektor in Abhängigkeit des Rotationswinkels des Polarisationsfilters aufgezeichnet. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Bei den zwei Teilabbildungen kommt jeweils ein Diodenlaser zur Verwendung. In der Teilabbildung a) wird die Laserfrequenz in einem Bereich von 1 THz in 100 GHz Schritten variiert, wobei die 5 m lange Glasfaser nicht bewegt wird. Es ist zu erkennen, dass alle Messungen im Rahmen der Messgenauigkeit annähernd deckungsgleich übereinander liegen. Aus dem Intensitätsverlauf lässt sich schließen, dass bei dieser Messung alle Frequenzen innerhalb von  $< 1$  THz gleichförmig zu  $\approx 90\%$  linear polarisiert die Glasfaser verlassen. In der rechten Teilabbildung b) hingegen wird der Diodenlaser bei einer festen Wellenlänge von 780 nm benutzt und zwischen den

Messungen die Lage der Glasfaser auf dem Tisch variiert. Deutlich ist zu erkennen, dass sich die Lage der Polarisierung und ihre Art sich jetzt von linear bis zirkular variieren lässt.

Für diese Beobachtung sind hauptsächlich zwei in diesem Aufbau nicht trennbare Effekte verantwortlich. Einmal die geometrische Polarisationsvariation, die auf die geometrische Anordnung der Glasfaser auf dem optischen Tisch beruht. Der zweite Effekt wird durch die geometrische Anordnung der Glasfaser in Schleifen und Biegungen auf dem optischen Tisch erzeugt. Die Glasfaser wird dabei unter mechanische Spannung gesetzt. Da der Brechungsindex der Glasfaser abhängig von dieser mechanischen Spannung ist, tritt eine gerichtete Doppelbrechung oder auch Aufspaltung des Brechungsindex in verschiedenen Orientierungen innerhalb der Glasfaser auf. Dies bewirkt ebenfalls, abhängig von der geometrischen Ausrichtung der Glasfaser, eine weitere Variation der Polarisierungsebene der Laserstrahlung am Glasfaserende.

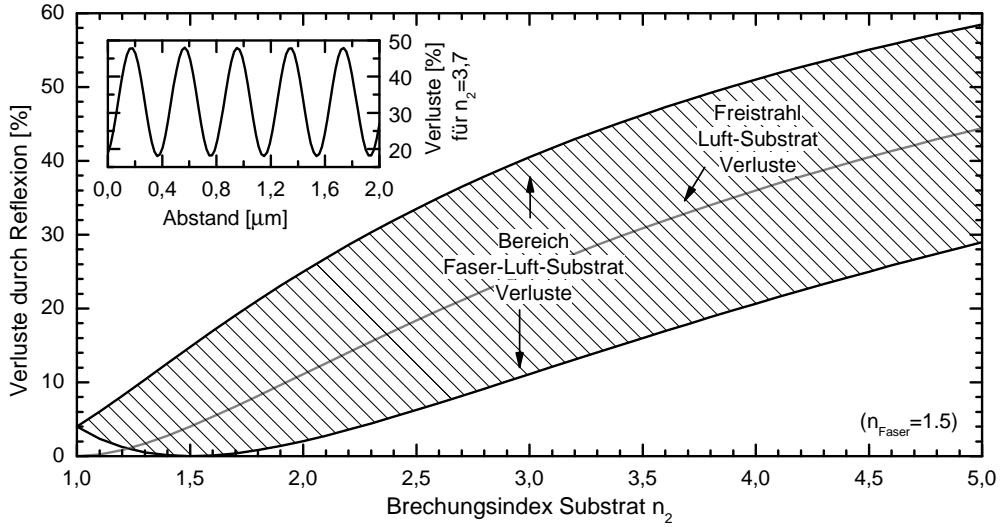
Als Schlussfolgerung dieser in den Messungen beobachteten Effekten ist anzunehmen, dass die Polarisationsorientierung von den Diodenlaser nach der verwendeten Single-Mode Glasfaser bei einer maximalen Länge von  $l_{\max} < 5$  m der Glasfaser mit einem Frequenzunterschied von  $\Delta f < 1$  THz unkontrolliert aber synchron in der Polarisierung variiert wird, falls die Glasfaser über den optischen Tisch bewegt wird.

Für die im Kapitel 5 durchgeführten Mischexperimente mit einer Glasfaser  $l_{\max} < 5$  m hat, wie in Anhang A.1 besprochen, diese Polarisationsvariation keine Konsequenzen, solange von einer polarisationsunabhängigen Absorption innerhalb der Photomischer ausgegangen wird.

Diese Unabhängigkeit lässt sich durch Bewegen der Glasfaser, die die Polarisierungsebene variiert, in den im Kapitel 5 durchgeführten Experimenten für die dort verwendeten Photomischer qualitativ bestätigen. Dadurch kann auf eine explizite Einstellung der Polarisierungsebene nach der Glasfaser mit Hilfe einer Polarisationskontrolle mit 3 festen Glasfaserschleifen deren Polarisationsdrehung, jeweils eine  $\lambda/4$  einer  $\lambda/2$  und einer weiteren  $\lambda/4$  Verzögerungsplatte entsprechen.

### 3.2.5 Einkoppelverluste und Etalon-Effekte beim Übergang Glas-Luft-GaAs

Als letzten Übergang wird in diesem Abschnitt der Übergang von der Glasfaser in den Freiraum und das anschließende Einkoppeln in die im Kapitel 5 untersuchten Proben besprochen. Da der Luftspalt zwischen Glasfaser und Probe nur wenige  $\mu\text{m}$  beträgt und bei der Beleuchtung jeweils annähernd monochromatische Laserstrahlung verwendet wird, ist das Entstehen von Interferenzerscheinungen und Reflexionsverluste zu vermuten. Zuerst



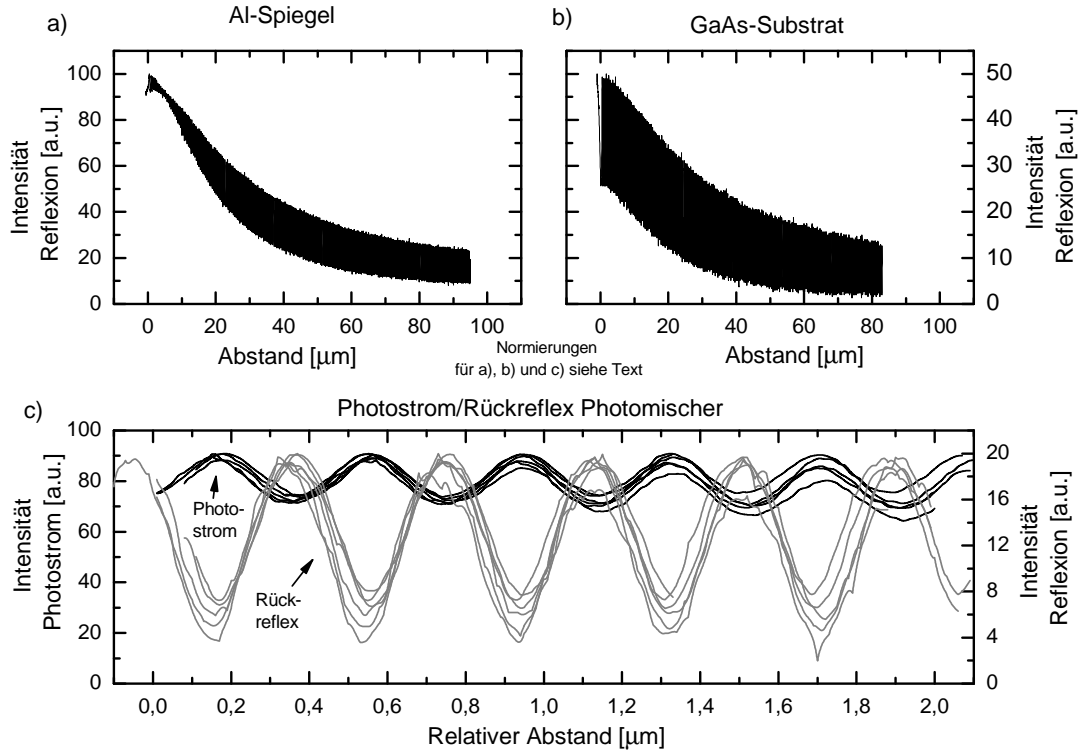
**Abbildung 3.6 :** Theoretische Verluste beim Glasfaser-Luft-Substrat Übergang in Abhängigkeit des Brechungsindex des Substrates.

werden diese Erscheinungen theoretisch mit planaren Wellen analytisch betrachtet und dann mit dem tatsächlich bei den Messungen beobachteten Erscheinungen verglichen.

#### a) Theoretische Betrachtung

Um die Reflexionsverluste am Übergang Glasfaser-Luft-Substrat bestimmen zu können, werden alle möglichen Reflexions- und Transmissionswege aufsummiert, wobei der Brechungsindex der Glasfaser mit  $n_1 = 1,5$  der der Luft mit  $n_0 = 1$  und der des Substrates mit  $n_2$  variabel definiert ist. Als zusätzliche Bedingung um die richtigen Phasensprünge an den Übergängen zu berücksichtigen, muss gelten  $n_0 < n_1 < n_2$ . Für die Reflektivität und Transmission an den einzelnen Grenzen  $r_1$  und  $t_1$  an der Grenze Glasfaser-Luft und  $r_2$  und  $t_2$  an der Grenze Luft-Glasfaser gilt nun Folgendes:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} & t_1 &= \sqrt{1 - r_1^2} \\ r_2 &= \frac{n_2 - n_0}{n_2 + n_0} & t_2 &= \sqrt{1 - r_2^2} . \end{aligned} \quad (3.2-14)$$



**Abbildung 3.7 :** Experimentelle Verluste beim Glasfaser-Luft-Substrat Übergang bei Verwendung von Al und GaAs als Referenzsubstrat im Vergleich zum erzeugten DC-Photostrom.

Für die einzelnen möglichen Wege kann man nun folgende Beziehungen für die Reflexionswege aufstellen, wobei  $A$  die Amplitude und  $\phi$  die Phasenänderung darstellt.  $j$  gibt dabei die Ordnung des Weges an.

$$\begin{aligned} A_0^r &= r_1 & \phi_0^r &= 0 \\ A_j^r &= t_1^2 \cdot r_2 \cdot (r_1 \cdot r_2)^n & \phi_j^r &= d \cdot (2 + 2 \cdot n) + \pi \cdot (1 + 2 \cdot n) \end{aligned} \quad (3.2-15)$$

Für die Transmission gilt entsprechend

$$\begin{aligned} A_0^t &= t_1 \cdot t_2 & \phi_0^r &= d \\ A_j^t &= t_1 \cdot r_2 \cdot r_1 \cdot t_2 \cdot (r_2 \cdot r_2)^n & \phi_j^r &= d \cdot (3 + 2 \cdot n) + \pi \cdot (2 + 2 \cdot n) . \end{aligned} \quad (3.2-16)$$

Die Reflektivität und Transmission ergibt sich aus der Summierung aller Wege mit Hilfe der komplexen e-Funktion.

$$t = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^t \cdot e^{i\phi_n^t} \quad r = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^r \cdot e^{i\phi_n^r} \quad (3.2-17)$$

Der Übergang von Amplituden zur Leistung erfolgt durch

$$T = |t|^2 \quad R = |r|^2. \quad (3.2-18)$$

Als Plausibilitätsbeweis kann gezeigt werden, dass wie erwartet gilt

$$T + R = 1. \quad (3.2-19)$$

In der Abbildung 3.6 sind die Ergebnisse von Gleichung 3.2-17 als Bereich der Reflexionsverluste an der Probe dargestellt. Im Insert ist die etalontypische Oszillation alle  $\lambda/2$  mit  $\lambda/2 = 390 \text{ nm}$  um einen Mittelwert bei der Variation des Abstandes  $d$  zu erkennen. Dieser Bereich ist im Hauptbild für den jeweiligen Brechungsindex durch die Schraffur angedeutet. Die trivial zu berechnenden Verluste bei  $n_2 = 1$  und das Minima bei  $n_2 = 1,5$  bestätigen die durchgeführten Berechnungen. Zusätzlich sind die Verluste eingezeichnet, die bei einer Freistrah- Beleuchtung<sup>1</sup> entstehen.

Für bei den Experimenten verwendetem GaAs als Substrat mit  $n_{\text{GaAs}} \approx 3,7$  entsprechen die Freistrahverluste von 33% annähernd dem Mittelwert der Verluste 18% – 48%, die durch die Glasfaser-Beleuchtung entstehen.

### b) Beobachtete Verluste

Um diese Berechnungen mit den durchgeführten Experimenten vergleichen zu können, sind die in Abbildung 3.7 dargestellten Messungen durchgeführt worden, die die Reflexionsverluste an einem Al-Spiegel und dem verwendeten GaAs-Substrat untersuchen. Dazu wird im Teilbild a) und b) der von dem GaAs-Substrat bzw. dem Al-Spiegel in die Glasfaser zurückreflektierte Anteil der Laserstrahlung in Abhängigkeit des Abstandes dargestellt. Für die Messungen wird der Abstand der Glasfaser mit Hilfe des im Abschnitt 3.3 beschrieben Aufbaus kontrolliert verfahren. Der Rückreflex wird mit der Photodiode PD<sub>2</sub> nach Abschnitt 3.3.2 gemessen.

In c) werden mehrere Messungen der Rückreflexion, wie auch zusätzlich der erzeugte Photostrom bei Verwendung eines Photomischers<sup>2</sup> dargestellt. Dieser Photostrom repräsentiert die ins GaAs transmittierte und dort absorbierte Laserstrahlung.

<sup>1</sup> nur Übergang Luft-Substrat ohne Interferenzerscheinungen <sup>2</sup> Für diese Messungen stand einmalig eine spezielle Spiralstruktur mit einem Abstand von 5  $\mu\text{m}$  bis 15  $\mu\text{m}$  zur Verfügung.

Deutlich sind in den Teilbildern die erwartete Oszillation alle  $\lambda/2$  mit  $\lambda/2 = 390\text{ nm}$  zu erkennen. Eine Überprüfung der Amplitude der Oszillationen benötigt eine geeignete Normierung der Messungen, da im Gegensatz zur theoretischen Betrachtung nach Abschnitt 3.2.2 ein divergentes Strahlbündel benutzt wird. Mit diesem Unterschied ist der generelle Abfall im Teilbild a) und b) zu erklären. Bei größeren Abständen überlappen die verschiedenen Strahlwege nicht mehr vollständig und zusätzlich wird auch nur noch ein Teil der Strahlung zurück in die Glasfaser gekoppelt. Diese Effekte sind auch für die Abweichungen nach erfolgter Normierung verantwortlich. Zur expliziten Normierung von a) und b) sind bei  $d \rightarrow 0$  die theoretischen Maximalverluste 48 % für GaAs und  $\approx 100\%$  für den Al-Spiegel verwendet worden. Zur Überprüfung können nun die jeweiligen Minima für  $d \rightarrow 0$  verwendet werden. Bei dem GaAs-Substrat liegen die ersten Minima bei 25 % im Vergleich zum theoretischen Wert von 18 %. Bei dem Al-Spiegel ist ein theoretisch zu erwartendes annähernd vollständiges Verschwinden der Oszillation bei  $d \approx 5\mu\text{m}$  zu beobachten, die dann im Experiment allerdings wieder leicht für  $d < 5\mu\text{m}$  ansteigt.

Im Teilbild c) sind mehrere Reflexionsmessungen an einer Spiralstruktur der vom GaAs-Substrat absorbierten Leistung gegenübergestellt. Für die Normierung wird ein nomineller Abstand von  $40\mu\text{m}$  zwischen Oberfläche und Glasfaser und ein Verhalten der Reflexion nach Teilbild b) benutzt. Deutlich ist das theoretisch vorhergesagte gegenläufige Verhalten der Reflexion und der absorbierten Strahlung, welche durch den Photostrom repräsentiert wird, zu erkennen.

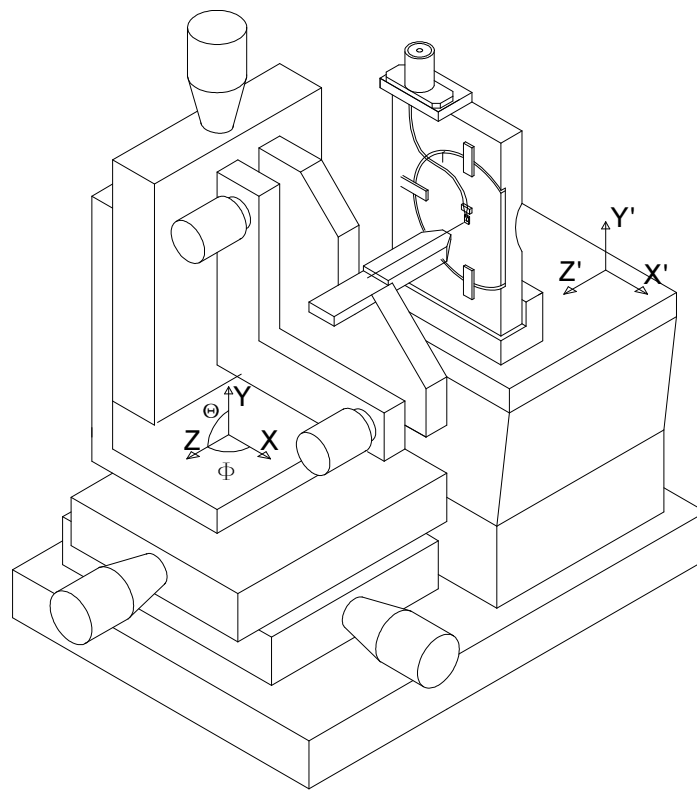
### c) Bewertung

Ein Vergleich der theoretischen Berechnung mit den durchgeführten Experimenten zeigt, dass die bei der Berechnung verwendete Vereinfachung durch Verwendung planarer Wellen für kleine Abstände  $d < 10\mu\text{m}$  auch annähernd experimentell beobachtbare Werte liefert. Für größere Abstände stimmen bei entsprechender Normierung wie Abbild c) zeigt, die Periode der Oszillation sowie das Verhältnis von Reflexion und Absorption überein.

## 3.3 Experimentelle Realisierung der glasfasergestützten Beleuchtung

In diesem Abschnitt wird die mechanische Realisierung der glasfasergestützten Beleuchtung beschrieben. Durch ihre spezielle Konstruktionsweise werden eine Vielzahl der in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Experimente erst ermöglicht. Dazu werden die Besonderheiten des mechanischen Aufbaus in dem folgenden Abschnitt 3.3.1 vorgestellt, soweit sie für die durchgeführten Experimente von Bedeutung sind. Anschließend werden die für die





**Abbildung 3.8 :** Mechanischer Aufbau, der für diese Arbeit entwickelt und aufgebaute Positioniereinheit.

durchgeführten Experimente benötigten mess- und regeltechnischen Eigenschaften sowie die darauf sich ableitenden Möglichkeiten und Probleme des Aufbaus in den Abschnitten vorgestellt und bewertet.

### 3.3.1 Mechanischer Aufbau der Positioniereinheit

In Abbildung 3.8 ist die für die Experimente konstruierte und aufgebaute Positioniereinheit für die verwendete Glasfaser und den Photomischer schematisch dargestellt. Bei diesem Aufbau werden zwei unterschiedliche Positioniermöglichkeiten kombiniert: Einmal eine mechanische Verstellung für die Vorjustage, und eine piezoelektrische Verstellung (PZT) für die Feinjustage. Hierbei ist der Aufbau mechanisch zweigeteilt, so dass die mechanischen und die piezoelektrischen Versteller zwei getrennte Einheiten bilden, die auf einer

gemeinsamen Grundplatte aufgebaut sind. Bei den piezoelektrischen Verstellern findet ein kompakter 3 Achsen, mit rückgekoppelten Piezoverstellern ausgerüsteter *NanoCube* der Firma *PI-INSTRUMENTS* [32] Anwendung.

Der Vorteil der verwendeten Konstruktion ist, dass bei der piezoelektrischen Feinjustage der in Abbildung 3.8 eingezeichneten Achsen  $X', Y'$  und  $Z'$ , die Achsen  $X, Y, Z, \Theta$  und  $\Phi$  der mechanischen Vorjustage nicht mechanisch belastet werden. Dadurch wird eine mechanische Verschiebung dieser Achsen, bedingt durch ein unweigerliches mechanisches Spiel und durch von der Feinjustage ausgelösten Vibrationen vermieden.

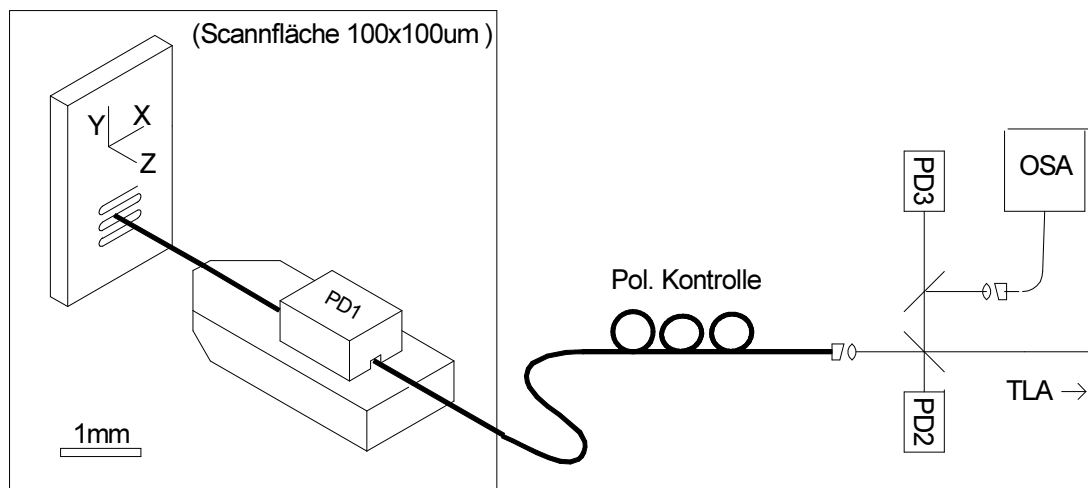
Durch die Trennung und der Verwendung des in sich mit internen Sensoren nachgeregelten und somit im Rahmen der Experimente als drift-frei anzusehenden *NanoCubes* ist eine reproduzierbare Genauigkeit von  $< 50 \text{ nm}$  in allen 3 Achsen im vollen Verstellbereich des *NanoCubes* von  $100 \mu\text{m}$  möglich.

Bei diesem Aufbau ist natürlich zu beachten, dass sich die Achsen  $X, Y, Z$  und  $X', Y', Z'$  gegensätzlich verhalten und dass der gesamte Photomischer und damit auch die von ihm emittierte Strahlung in einem Bereich von  $100 \mu\text{m}$  in Richtung  $X', Y'$  und  $Z'$  bei den Messungen verschoben werden kann. Diese geringe Verschiebung ist aber in den durchgeführten Experimenten unbedeutend. Kommt es aber zur Ausbildung von Stehwellen der emittierten Strahlung innerhalb des Aufbaus oder des Detektors, müssen diese Verschiebungen zusätzlich berücksichtigt werden. Auch ist es notwendig einen Referenzpunkt festzulegen um die Koordinaten  $X', Y'$  und  $Z'$  auf absolute Koordinaten  $X^{\text{abs}}, Y^{\text{abs}}$  und  $Z^{\text{abs}}$  in bezug auf die verwendete Probe durchzuführen. Eine notwendige Berücksichtigung einer zusätzlichen Verkippung des  $X, Y, Z$  Systems gegenüber dem  $X', Y', Z'$  System ( $\Phi, \Theta$ ) wird in Abschnitt 3.3.5 beschrieben.

### **3.3.2 Messtechnischer Aufbau und Möglichkeiten, die die Positioniereinheit bietet**

Der im letzten Abschnitt 3.3 beschriebene mechanische Aufbau zur Justage der Glasfaser bietet einige Messmöglichkeiten, die bei der Justage sehr hilfreich sind und auch bei den durchgeführten Experimenten eine zentrale Rolle spielen.

Dabei ist einmal die Möglichkeit, die relativen Positionsverschiebungen entlang der  $X', Y'$  und  $Z'$ -Achsen durch den *NanoCube* in absolute Koordinaten in bezug auf den Photomischer  $X^{\text{abs}}, Y^{\text{abs}}$  und  $Z^{\text{abs}}$  zu überführen, zu nennen. Hierfür wird die unterschiedliche Reflektionseigenschaft der Metallisierung und des Substrates der zu untersuchenden Photomischer verwendet. Diese Reflexionsunterschiede werden



**Abbildung 3.9 :** Optische Kontroll/Messmöglichkeiten bei der verwendeten Positioniereinheit.

mit dem in Abbildung 3.9 dargestellten Messaufbau gemessen und als Signale der Photodetektoren PD<sub>1</sub> und PD<sub>2</sub> ausgewertet.

Photodiode PD<sub>1</sub>, welche in einem nur nach unten offenem Gehäuse direkt auf dem Mantel der Glasfaser liegt, detektiert die von der Oberfläche des zu untersuchenden Photomischers zurück in den Mantel der Glasfaser eingekoppelte Laserstrahlung. Dabei wirkt der Glasfasermantel wie eine Multi-Mode Glasfaser. Dass trotzdem ein messbarer Anteil der Strahlung diese Multi-Mode Glasfaser wieder verlässt und von PD<sub>1</sub> detektiert wird, ist deshalb möglich, da der kritische Winkel zur Totalreflexion überschritten ist und auch die Oberfläche des Glasfasermantels/Luft Übergangs nicht perfekt ist und so ein Teil der Strahlung an die Umgebung abgegeben wird<sup>1</sup>. Durch die Verwendung eines Gels mit einem dem Mantel der Glasfaser angeglichenem Brechungsindexes kann die Auskopplung unterstützt werden.

Photodiode PD<sub>2</sub> detektiert hingegen die in den Kern der Glasfaser zurückreflektierte Strahlung und entspricht somit der im Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Messposition. Der in den Kern der Glasfaser zurückgekoppelte Teil der Laserstrahlung wird von der verwendeten Glasfaser zurück bis zu ihrem Anfang geleitet und verlässt die dortige Fokussiereinheit koplanar, aber entgegengesetzt zu der von dem Lasersystem eingestrahlt Laserstrahlung. Diese Rückstrahlung ist auch ein Hauptgrund für die Verwendung

<sup>1</sup> Dieser Effekt ist auch als ein deutliches Aufleuchten der gesamten Glasfaser bei einer unvollständigen Einkopplung in den Kern zu beobachten.

der in Abschnitt 2.3.4 beschriebenen optischen Isolatoren am Ausgang des Lasersystems. Für die teilweise Trennung dieser entgegengesetzt gerichteten Laserstrahlungen wird der Strahlteiler  $St_2$  rückwärts verwendet, der eigentlich, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, für die Strahldiagnose des Lasersystems eingebaut worden ist. Es ist zu beachten, dass  $PD_2$  nicht nur die direkt von der Oberfläche des Photomischers reflektierte Leistung detektiert, sondern auch die Rückreflexe an beiden Glasfaserenden und an der Fokussiereinheit am Glasfaseranfang. Durch die geeignete Wahl der verwendeten und entspiegelten optischen Komponenten kann der zusätzliche Rückreflex an der Fokussiereinheit im Rahmen der Messungen vollständig unterdrückt werden. Auch der Reflex am Glasfaseranfang wird durch die Verwendung von einem APC-Stecker an der Glasfaser vollständig in beiden Richtungen dadurch unterdrückt, dass die Frontfläche der Glasfaser in einem Winkel von  $7^\circ$  geschliffen ist, so dass die dort reflektierte Strahlung die Glasfaser verlässt und keinen Beitrag zu den Messungen mit dem Photodetektor  $PD_2$  liefert. Der Versatz durch den APC-Stecker muss bei der Fokussiereinheit allerdings berücksichtigt werden. Als einzige Quelle von weiteren Reflexen bleibt somit nur das planar gebrochene Ende der Glasfaser.

Diese planare Fläche bildet nun mit der Oberfläche des Photomischers ein planares Etalon geringer Güte, wie es in Abschnitt 3.2.5 beschrieben wird, so dass die Intensität des Rückreflexes periodisch mit  $\lambda/2$  der verwendeten Wellenlänge der Laser schwankt. Da weiterhin die Transmission eines Etalon  $T$  und die Reflexion  $R$  mit  $T + R = 1$  zusammenhängen, ist auch mit einer entgegengesetzten periodischen Schwankung der in den Photomischer absorbierten Laserleistung zu rechnen, welches auch in Abschnitt 3.2.5 bestätigt wird.

Der Grund, warum zwei verschiedene Photodetektoren  $PD_1$  und  $PD_2$  verwendet werden um zu messen, ob sich die Glasfaserspitze vor dem Substrat oder vor der Metallisierung befindet, ist folgender: Bei der Messung mit dem Photodetektor  $PD_2$  erhält man eine sehr hohe örtliche Auflösung, muss aber den beschriebenen Etaloneffekt berücksichtigen. Auch fällt die Intensität der zurückgekoppelten Strahlung bei größer werdendem Abstand schnell ab. Bei der Messung mit dem Photodetektor  $PD_1$  erhält man ein dem Etaloneffekt unempfindlicheres Signal, muss aber mit einer schlechteren Ortsauflösung durch die multimodeale Weiterleitung der Laserstrahlung und einem örtlich verschobenen Signal (offset  $\approx 2\mu\text{m}$ ) rechnen.

Bei den Messungen in Kapitel 5 und 6 werden die kombinierten Eigenschaften der Messungen mit  $PD_1$  und  $PD_2$  als Ergänzung zueinander benutzt.

Mit den in diesem Abschnitt beschriebenen Messmethoden ist es möglich, durch Verschiebung mit Hilfe des *NanoCubes* und Vergleichen der Reflexion mit dem Layout des

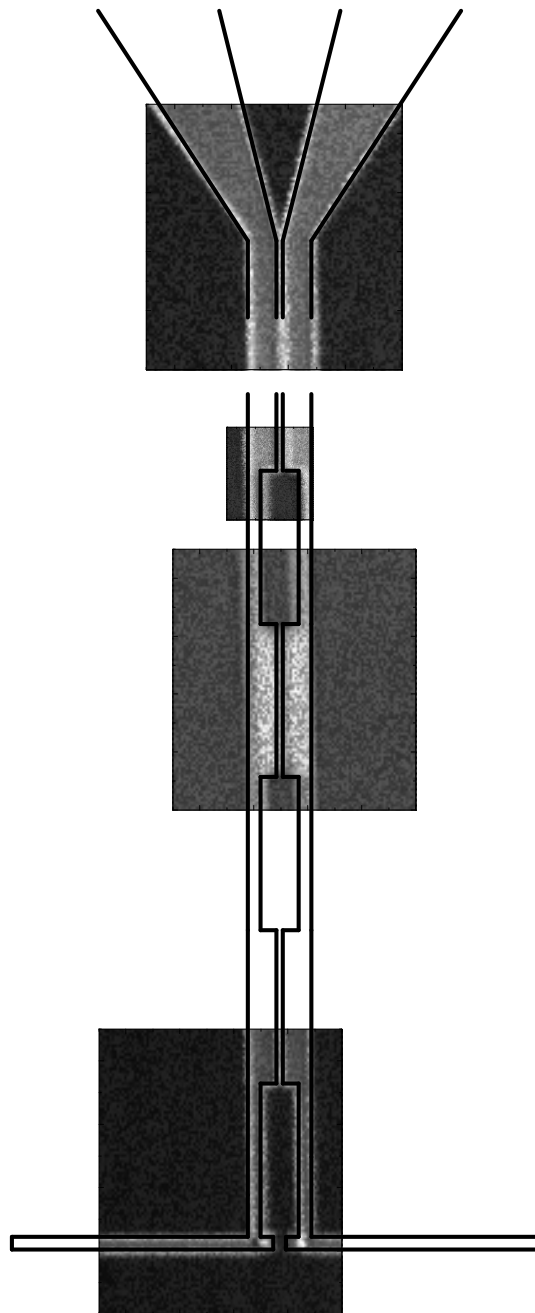
Photomischers, die absolute  $X^{\text{abs}}, Y^{\text{abs}}$ -Position aus den eingestellten  $X', Y'$ -Koordinaten zu bestimmen. Im nächsten Abschnitt 3.3.3 wird eine Automatisierung dieser Verschiebung vorgestellt, die in einer Vielzahl der Experimente in Kapitel 5 und 6 eine zentrale Rolle spielt

### 3.3.3 Automatische Steuerung der Positioniereinheit

Im vorhergehenden Abschnitt 3.3.2 wird auf die Möglichkeit der absoluten Positionsbestimmung der  $X^{\text{abs}}$  und  $Y^{\text{abs}}$  Lage der Glasfaser Spitze durch die Reflexionsunterschiede des Substrates und der Metallisierung eingegangen. Verbindet man diese Messungen mit einem automatisiertem Verfahren der Achse  $X'$  und  $Y'$  des *NanoCubes* ist es möglich, die zu untersuchende Probe in einem bildgebenden Verfahren über eine 2D-Fläche zu untersuchen. Diese Messungen stellen die Grundlage für die meisten in Kapitel 6 beschriebenen Experimente dar.

Diese Steuerung wird mit Hilfe eines LAB-VIEW Programmes realisiert, welches auch als Grundlage für die späteren Messprogramme für die in Kapitel 5 und 6 beschriebenen Experimente dient. Dazu wird ein statisches Verfahren benutzt. Bei diesem Verfahren wird die Glasfaser Spitze schnell von Messpunkt zu Messpunkt bewegt und für den Zeitraum der jeweiligen Messung angehalten. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass es einfach ist, weitere Messparameter zusätzlich zu der Reflexionsmessung in das Programm zu integrieren, ohne dass es zu Synchronisationsproblemen innerhalb des LAB-VIEW Programmes kommt. Messungen zeigen, dass der Einschwingvorgang beim Übergang zum nächsten Messpunkt bei  $<100$  ms liegt. So sind theoretisch 10 Messungen pro Sekunde möglich. Dies ist aber nur bei reinen 2D-Reflexionsmessungen realisierbar. Werden zusätzlich weitere Messparameter aufgenommen, verlängert sich die Messzeit entsprechend der einzelnen Parameter, so dass nur noch eine Messgeschwindigkeit von ca. einer Messung pro Sekunde für die Experimente in Kapitel 6 zur Verfügung steht.

In Abbildung 3.10 sind nun einige dieser 2D-Reflexionsmessungen, überlagert mit den Umrissen der verwendeten Photomischerstruktur, dargestellt. Dabei können bedingt durch die maximale Rasterungsgröße von  $100 \times 100 \mu\text{m}$  immer nur Ausschnitte der Struktur bei den einzelnen 2D-Messungen dargestellt werden. Unter Berücksichtigung weiterer Messungen im Kapitel 5 und 6 zeigt sich, dass es möglich ist, bei diesen 2D-Messungen eine Auflösung  $\approx 1 \mu\text{m}$  zu erreichen, welche nahe an der Wellenlänge der verwendeten Laser von  $0,78 \mu\text{m}$  liegt und mit der theoretisch möglichen Auflösung vergleichbar ist. Diese Genauigkeit ist besonders gut in der 2D-Messung in Abbildung 6.5 in Abschnitt 6.1.3 zu



**Abbildung 3.10 :** Beispiel erfassung 2D-Bereiche zur Bestimmung der absoluten ( $X^{abs}, Y^{abs}$ ) Position der Glasfaser Spitze auf der Mischer/Antennen-Struktur.

nennen. Bei dieser 2D-Messung sind die Umrisse der Metallisierung an der Optischen Kontroll Messung in den unteren Teilbildern ausgerichtet. Bei der in dem oberen Teilbildern dargestellten DC-Photostrom ist eine Abweichung von  $1,5\mu\text{m}$  zu beobachten<sup>1</sup>.

Damit steht nun für die im Kapitel 6 durchgeführten Messungen ein Instrument zur Verfügung, das es ermöglicht, eine absolute Positionierung der Glasfaser in der  $X'$ - und  $Y'$ -Achse mit einer absoluten Genauigkeit von  $\approx 1\mu\text{m}$ , die relative Genauigkeit ist sogar mit  $< 50\text{ nm}$  abzuschätzen, durchzuführen.

### 3.3.4 Abstandsbestimmung Glasfaserspitze/Photomischer

Im vorigen Abschnitt 3.3.3 wird eine Messmethode beschrieben, mit der es möglich ist, die Position der Glasfaserspitze,  $x^{\text{abs}}$  und  $y^{\text{abs}}$  in bezug auf die Probe aus  $x'$  und  $y'$ , zu bestimmen. Für eine Vielzahl der durchgeführten Experimente ist es zusätzlich notwendig, die absolute Entfernung  $z^{\text{abs}}$  zwischen der Glasfaserspitze und der Oberfläche des Photomischers genau zu bestimmen, um so, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, den für diese Messungen wichtigen Strahldurchmesser der Laserstrahlung auf dem Photomischer zu bestimmen.

In diesem Abschnitt werden mehrere Verfahren vorgestellt, die bei den Experimenten in Kapitel 6 Anwendung finden um  $z^{\text{abs}}$  zu bestimmen. Dabei muss zwischen destruktiven Verfahren, die die Spitze der Glasfaser oder den Photomischer beschädigen und das entsprechende Experiment abgebrochen werden muss, und rein optischen Verfahren unterschieden werden.

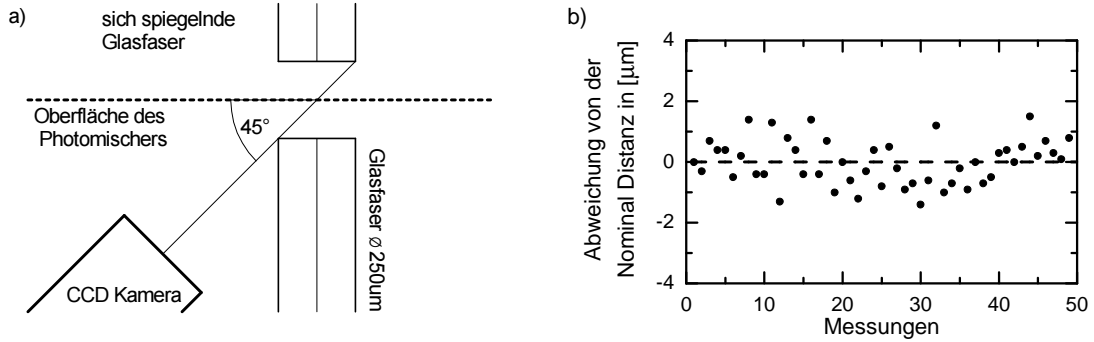
Die einfachste Möglichkeit ist es, nach der Messung die Glasfaserspitze bis zur Berührung mit dem Substrat zu verfahren. Aus dem so bestimmten  $z'_0$  kann jedes während der Messung eingestellte  $z'$  nachträglich in  $z^{\text{abs}}$  mit

$$z^{\text{abs}} = z' - z'_0 \quad (3.3-1)$$

überführt werden. Diese Messung führt allerdings unausweigerlich zum Verlust des Photomischers durch mechanische Beschädigung des Photomischers und zieht ein neues Spalten der Glasfaser mit sich.

---

<sup>1</sup> Für Symmetriebegründung des zur Struktur streng symmetrischen DC-Photostroms siehe ??.



**Abbildung 3.11 :** Manuelle Abstandsmessung Glasfaser-Substrat mit dem Hilfsmikroskop unter einem Winkel von  $45^\circ$  : a) schematischer Aufbau, b) Referenz-Messreihe.

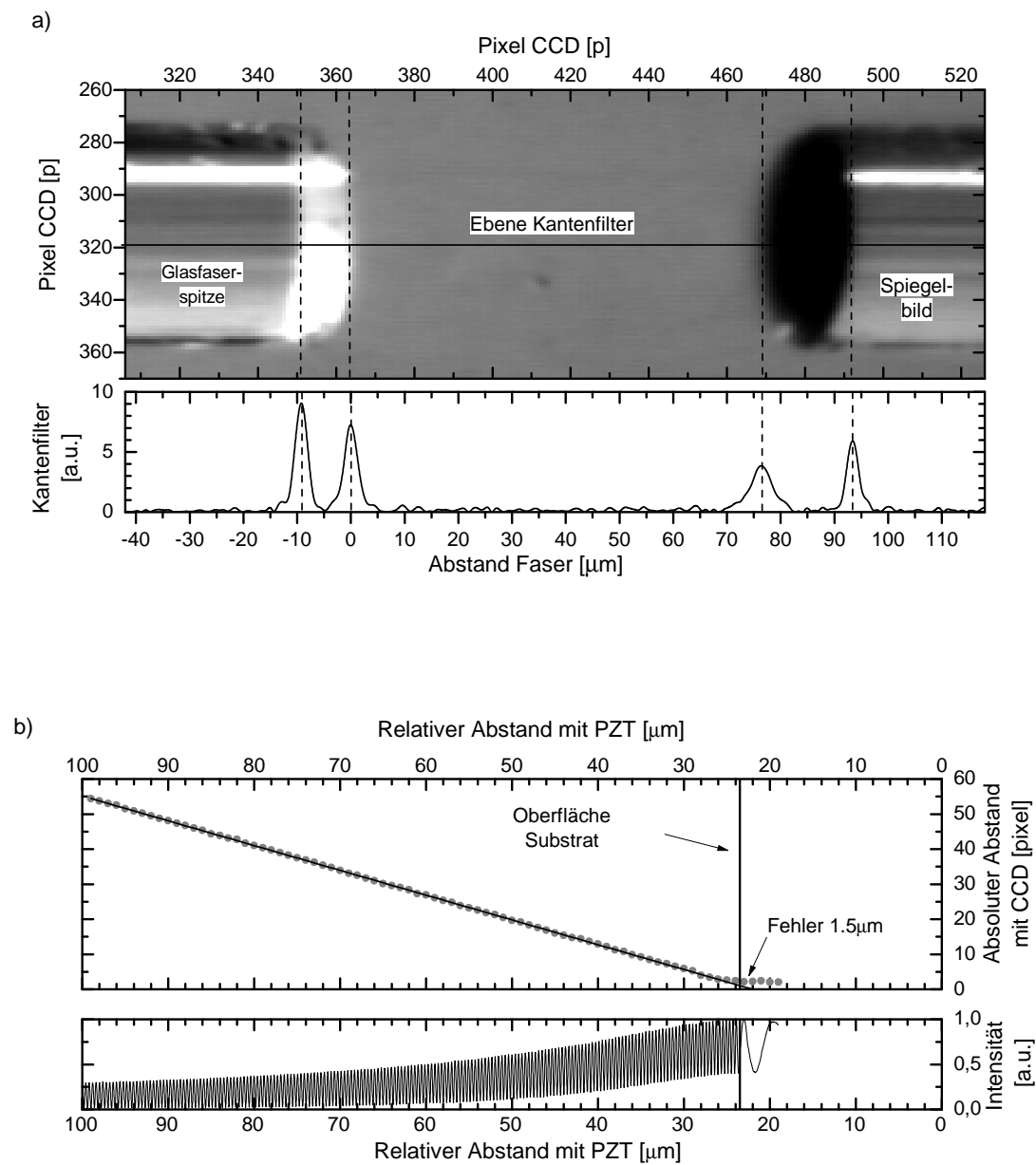
Ein nicht destruktives Verfahren ist schematisch in Abbildung 3.11 dargestellt. Als Messinstrument wird das für die optische Kontrolle der Messungen und gemäß dem Strahlenschutz vorgeschriebene Videomikroskop verwendet. Das Videomikroskop ist für diese Messung, wie im linken Teil der Abbildung 3.11 dargestellt, in einem Winkel von  $45^\circ$  im Bezug zu der optischen Achse aufgestellt. Als Referenz bei dieser Messung wird der Mantel der Glasfaser mit einem Durchmesser  $m_d$  von  $m_d=125\mu\text{m}$  benutzt. Für die Bestimmung von  $z^{\text{abs}}$  wird die Entfernung Glasfaserspitze und Substrat so eingestellt, dass mit dem Videomikroskop betrachtet, wie in Abbildung 3.11 auf der linken Seite dargestellt, die vordere Kante des Glasfasermantels sich mit der hinteren Kante des Mantels optisch berührt. Dies entspricht einem absoluten Abstand  $z^{\text{abs}}$  von  $z^{\text{abs}} = \frac{m_d}{2} = 62,5\text{ nm}$ . Aus dem in dieser Position mit dem *NanoCube* gemessenen Abstand  $z'_{\text{ref}}$  lässt sich  $z^{\text{abs}}$  mit

$$z^{\text{abs}} = z' - \frac{m_d}{2} - z'_{\text{ref}} \quad (3.3-2)$$

bestimmen. Zur Überprüfung dieser Messmethode sind im rechten Teil der Abbildung 3.11 50 einzelne Messungen dargestellt. Die absolute Distanz  $z^{\text{abs}}$  ist hierbei mit der destruktiven Methode nach der Beziehung 3.3-1 bestimmt worden. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Streuung der Messwerte unter  $\pm 2\mu\text{m}$  bei einem mittleren Fehler von  $1\mu\text{m}$  liegen.

Um diese Messmethode unabhängig von einem Winkel von  $45^\circ$  zu gestalten und die Messung zu vereinfachen, wurde die folgende Messung und Auswertung in ein LAB-VIEW Programm implementiert. Der experimentelle Aufbau entspricht dem aus Abbildung 3.11, nur dass der Winkel des Mikroskops nun variabel ist. In Abbildung 3.12 ist das benutzte





**Abbildung 3.12 :** Automatisierte Abstandsbestimmung Glasfaser-Substrat mit Hilfe der CCD-Kamera bei freiem Winkel: a) Auswertung des CCD-Bildes, b) Referenz-Messreihe.

Verfahren und seine Messung dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist die vergrößerte Aufnahme, wie sie von dem Videomikroskop an das LAB-VIEW Programm übertragen wird, dargestellt. Zur Auswertung wird nun ein einfacher Kantenfilter

$$K_i = |P_{i-1}^{ccd} - P_{i+1}^{ccd}| \quad i \text{ über alle Pixel der Ebene} \quad (3.3-3)$$

durch eine vom Benutzer vorgegeben Schnitt der Aufnahme gelegt und der Abstand  $z^{pix}$  der vorderen Kante A und ihres Spiegelbildes A' Subpixel genau durch Interpolation mehrerer einzelner Aufnahmen anhand der Kantenfilterfunktion K bestimmt<sup>1</sup>. Die Ebene muss dabei nicht zwingend genau durch den Fasermittelpunkt laufen.

Aus mehreren Messungen bei verschiedenen relativen mit dem *NanoCube* eingestellten Abständen  $z_{rel}=z'$  lässt sich mit Hilfe der linearen Regression

$$z'_0 = \frac{\sum z_{ccd} \sum z_{rel}^2 - \sum z_{rel} \sum z_{rel} z_{ccd}}{\sum z_{rel} \sum z_{ccd} - n \sum z_{rel} z_{ccd}} \quad (3.3-4)$$

die Position des Referenzpunktes  $z'_0$  bestimmen.

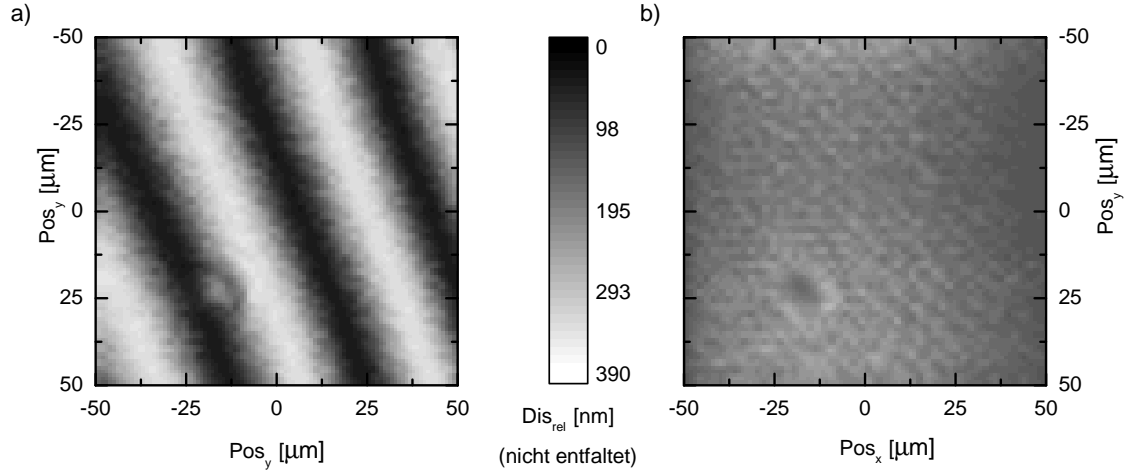
Zur Überprüfung dieses Verfahrens wurde die im unteren Teil der Abbildung 3.12 dargestellte Messreihe erstellt. Im oberen Teil dieser Teilabbildung ist nun der absolute Pixelabstand  $z_{ccd}$ , den das LAB-VIEW Programm ausgibt, gegen die relative Verschiebung  $z'$  durch den *NanoCube* dargestellt. Im unteren Teil ist gleichzeitig das reflektierte Signal, wie es mit der in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Photodiode PD<sub>2</sub> gemessen wird, dargestellt. Nun wird der Abstand kontinuierlich zu kleineren Abständen reduziert, bis die Spitze der Glasfaser das Substrat berührt. Dies ist daran zu erkennen, dass das mit  $\lambda/2$  der Wellenlänge des Lasers modulierte Signal der PD<sub>2</sub> plötzlich abbricht, da die Glasfaser auf das Substrat aufgesetzt hat und sie sich nur noch in der Halterung verschiebt. Mit diesem Fixpunkt  $z'_0$  lässt sich nun mit dem nach der Beziehung 3.3-4 bestimmten Fixpunkt  $z'_0$  vergleichen. Der dabei beobachtete Fehler ist kleiner 1,5  $\mu\text{m}$ .

### 3.3.5 Korrektur bei Verkipfung der Probe

In Abschnitt 3.3.1 und 3.3.4 wird jeweils die Rasterung und die Abstandsmessung getrennt betrachtet. Diese Separation ist nur dann gültig, wenn die Ausrichtung der X' Y' Z'- Achsen des *NanoCubes* mit den Achsen X<sup>abs</sup> Y<sup>abs</sup> Z<sup>abs</sup>, die das Substrat des Photomischers bilden, übereinstimmt. Sind die Koordinatensysteme durch mechanische Einflüsse verkippt, beeinflusst die Rasterung den Abstand  $z^{abs}$  von der Glasfaserspitze und dem Substrat. Da nach Abschnitt 3.2.5 schon kleine Änderungen  $z^{abs}$  Einfluss haben, wird folgende Messung

---

<sup>1</sup> Es werden ca 10 Aufnahmen pro Sekunde in Echtzeit verarbeitet



**Abbildung 3.13 :** Dynamische Korrekturnotwendigkeit des  $Z'$  Abstandes: a) unkorrigierte Messung, b) korrigierte Messung.

durchgeführt, um anschließend den Effekt korrigieren zu können. In Abbildung 3.13 ist dieser Effekt in einer Messung dargestellt. Dabei handelt es sich im linken Teilbild a) der Abbildung um das Signal der Photodiode  $PD_2$  (Lage von  $PD_2$  nach Abbildung 3.9) bei einer Rasterung nur in der  $X'$  und  $Y'$  Ebene des *Nanocubes* über  $100 \times 100 \mu m$  von einem unstrukturierten Teil des Substrates eines Photomischers.

Das zu erkennende schräge Streifenmuster entsteht dadurch, dass bei dieser Messung die  $X'(Y')$  Achse des *Nanocubes* um  $0,6^\circ(0,2^\circ)$  gegenüber der  $X^{abs}(Y^{abs})$  Achse des Substrates verkippt ist. Dies bewirkt, dass der Abstand über die  $100 \mu m$  in der  $X'(Y')$  Ebene um  $\Delta x'_{-50-+50nm} = 1,0 \mu m$  ( $\Delta y'_{-50-+50nm} = 0,3 \mu m$ ) sich verändert. Diese Variation in Verbindung mit dem in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Etalon-Effekt bildet das beobachtete Streifenmuster aus. Die Höhendifferenz zwischen zwei Streifen ist bei der verwendeten Wellenlänge  $\lambda = 780 nm$  der Beleuchtung mit  $\lambda/2 = 390 nm$  anzusetzen.

Im rechten Teil b) wurde nun diese Verkipfung mit Hilfe der im linken Teil gemessenen Werte von  $\Delta x'_{-50-+50nm}$  ( $\Delta y'_{-50-+50nm}$ ) dadurch kompensiert, dass die  $Z'$  Achse in Abhängigkeit von der  $X'$  und  $Y'$  Position nach dem Zusammenhang

$$z'_{korr} = z' + (x' - 50) \cdot \frac{\Delta x'}{100} + (y' - 50) \cdot \frac{\Delta y'}{100} \quad (3.3-5)$$

<b>Laserleistung</b>	norm 0-50 mW max 90 mW
<b>Polarisationsdrehung</b>	gleichförmige Änderung
<b>Mechanische Verstellung</b>	
Strahldurchmesser	1,44-1200 $\mu\text{m}$
Verstellweg	15 mm
Verkipfung Glasfaser	$12^\circ$
Auflösung	10 $\mu\text{m}$
<b>Piezo-elektrische Verstellung</b>	
Strahldurchmesser	1,44-18 $\mu\text{m}$
Verstellweg	100 $\mu\text{m}$
Auflösung	<100 nm
Absolute Genauigkeit	$\approx 1 \mu\text{m}$
Geschwindigkeit	max ca. 10 Messungen pro Sekunde norm ca. 1 Messung pro Sekunde

---

(gilt für selektierte SM-2442 Faser  $l < 5 \text{ m}$  und  $\Delta f < 1 \text{ THz}$ )

**Tabelle 3.1 :** Mechanische und messtechnische Paramter der verwendeten Nahfeld-Beleuchtung.

variiert wird, so dass  $z^{\text{abs}}$  konstant bleibt. Dies bewirkt, dass der Abstand am Mittelpunkt der Messung  $z'_{(0,0)}$  in beiden Fällen übereinstimmt, die vorhandene Verkipfung aber fast vollständig  $< 50 \text{ nm}$  kompensiert wird. Für die meisten im Kapitel 6 durchgeführten Messungen ist diese Kompensation notwendig, da ja nach Abschnitt 3.2.5 der erzeugte Photostrom analog mit dem Abstand  $z^{\text{abs}}$  variiert.

### 3.4 Bewertung der glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung

In diesem Kapitel wird die für die im Kapitel 5 und 6 untersuchten Photomischer verwendete orts aufgelöste Nahfeld-Beleuchtung mit Hilfe der direkten Beleuchtung durch eine Single-Mode Glasfaser im Nahfeld in ihren einzelnen Komponenten und Möglichkeiten vorgestellt. Zusätzlich werden auch einige benutzte Messverfahren vorgestellt, die in den durchgeführten Experimenten zum Einsatz kommen. In den folgenden zwei Abschnitten wird nun eine zusammenfassende Bewertung zur Eignung dieses Aufbaus für die Durchführung der Experimente in Kapitel 6 wie auch als

Verwendung im Hinblick auf die Verwendung als radioastronomischer Lokalszillator vorgenommen. Dabei sind in Tabelle 3.1 die gemessenen Parameter zusammenfassend dargestellt.

### 3.4.1 Verwendung bei den durchgeführten Experimenten

Der in diesem Kapitel 3 dargestellte Aufbau, die verwendeten Messmethoden und die Messwert-Erfassung stellen den Endpunkt einer Reihe von Modifikationen und Verbesserungen dar, welche während dieser Arbeit am ursprünglichen Aufbau vollzogen wurden. So steht für die durchgeführten Experimente im Kapitel 6 die Möglichkeit der kontrollierten Beleuchtung der photokonduktiven Photomischer mit in Tabelle 3.1 dargestellten Parameter zu Verfügung, die in den vorgegangenen Abschnitten bestimmt und vorgestellt wurden. Bei der Betrachtung der bei den Experimenten ausschließlich benutzten piezoelektrischen Verstellung begrenzt die mögliche Auflösung der nahfeldbegrenzte Strahldurchmesser an der Endfläche der Glasfaser. Mit einer Messgeschwindigkeit von bis zu 10 Hz ist es auch möglich, die beschriebenen Raster-Messungen durchzuführen, die in Kapitel 6 Anwendung finden.

Die mit diesem Aufbau erzielte Ausgangsleistung von 50-80 mW ist für die durchgeführten Experimente ebenfalls ausreichend, stellt aber für weiterführende Experimente einen stark limitierenden Faktor dar, so dass die Einkopplung in die Glasfaser verbessert werden müsste.

### 3.4.2 Verwendung als astronomischer Lokalszillator

Die in diesem Kapitel 3 beschriebene Nahfeld-Beleuchtung ermöglicht eine für die Anwendung als astronomischer Lokalszillator ausreichend genaue Positionierung der Glasfaser-spitze. Für einen praktischen Einsatz ist es aber notwendig, die Glasfaser ohne Benutzung der PZT zu fixieren. Auch kann der verwendete *NanoCube* nicht im Vakuum betrieben werden, so dass dieser Vorteil der glasfasergestützten Nahfeld-Beleuchtung nicht zum tragen kommt.

(Leerseite)

## Kapitel 4

### Numerische Simulation der verwendeten LT-GaAs Photomischer

Bei den in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs-Photomischer ist neben dem verwendeten LT-GaAs-Substrat auch die Geometrie der Metallisierung und eine auf sie abgestimmte Ausleuchtung entscheidend für die Erzeugung des untersuchten submm-Mischsignals. In diesem Kapitel wird eine numerische Simulation vorgestellt, mit der es möglich ist, den Einfluss der in Kapitel 3 besprochenen glasfasergestützten Beleuchtung auf das Photostromverhalten der Photomischer zu untersuchen und das Verhalten für neue Strukturen vorhersagen zu können. Zuerst wird hierbei in Abschnitt 4.1.1 auf die Motivation und die Notwendigkeit einer orts aufgelösten numerischen Simulation mit Hilfe einer analytischen Abschätzung eingegangen.

In Abschnitt 4.1.4 wird das daraus resultierende numerische Verfahren zur Berechnung des Photostroms unter Berücksichtigung der optischen und elektrischen Eigenschaften der Photomischer, wie sie in Kapitel 5 beschrieben werden, vorgestellt. Anschließend wird in Abschnitt 4.1.5 auf die praktische Realisierung eingegangen. Abschließend wird in Abschnitt 4.1.6 anhand eines Beispiels eine Plausibilitätsbetrachtung durchgeführt, die die Richtigkeit des numerischen Ansatzes bestätigt, wie auch die praktische Realisierung und ihre Möglichkeit vorstellt.

Eine Übertragung der mit diesem Simulationstool gewonnenen Daten auf tatsächlich untersuchte Photomischer sowie einen Ausblick auf deren Optimierung wird in Kapitel 5 und 6 im Rahmen der dort durchgeführten Experimente gegeben.

#### 4.1 DC-Photostrom Simulation

Für die Simulation wird der DC-Photostrom als als zu simulierende Kenngröße gewählt. Der DC-Photostrom ist im Experiment direkt messbar und nach dem im Kapitel 5 beschriebenen Zusammenhängen steht er auch im direkten Zusammenhang mit dem AC-Photostrom und der generierten RF-Leistung. Die Notwendigkeit einer orts aufgelösten Beschreibung des DC-Photostroms wird im nächsten Abschnitt gegeben.

#### 4.1.1 Motivation einer orts aufgelösten Simulation

Um die Notwendigkeit einer orts aufgelösten Berechnung des Photostromes bei der verwendeten glasfasergestützten Beleuchtung zu untersuchen, wird in diesem Abschnitt die Effektivität der Ausleuchtung exemplarisch für einen geometrisch einfachen Photomischer mit einem Spalt<sup>1</sup> von  $5 \times 5 \mu\text{m}$  analytisch berechnet und einer Abschätzung bei vereinfachten Gleichförmigen Beleuchtung sowie der tatsächlichen im Experiment verwendeten Ausleuchtung gegenübergestellt und anhand des berechneten und dem experimentell gemessenen DC-Photostroms gegenübergestellt.

Um die Effektivität der Ausleuchtung zu berechnen, damit ist der Anteil der gesamten Laserstrahlung gemeint, der innerhalb des aktiven Gaps eingestrahlt und absorbiert wird, wird von einem nach Abschnitt 3.2.1 gaussförmigen Strahlprofil in der zweidimensionalen kartesischen Form

$$P^{\text{opt}}(x, y) = e^{-\alpha x^2} \cdot e^{-\alpha y^2} \cdot \beta \quad (4.1-1)$$

ausgegangen, die nach Abschnitt 3.2.1 die Intensitätsverteilung nach dem Austritt aus der in den Experimenten verwendeten Glasfaser ausreichend genau beschreibt. Mit dem Integral

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} P^{\text{opt}}(x, y) dx dy = \frac{\pi \beta}{\alpha} \quad (4.1-2)$$

und der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Beziehungen für den Strahldurchmesser  $w(z)$  und der Definition des Strahldurchmessers nach Anhang A.4 mit  $P_0^{\text{opt}}/P_{\omega}^{\text{opt}} = 1/e^2$  lässt sich die Intensitätsverteilung  $P^{\text{opt}}(x, y, z)$  an einem beliebigen Punkt  $(x, y)$  auf der Oberfläche des Photomischers bei einem Abstand  $z$  der Glasfaserspitze zur Oberfläche bei einer Gesamtintensität von  $P_{\text{ges}}^{\text{opt}}$

$$P^{\text{opt}}(x, y, z) = \cdot e^{\frac{8x^2}{w(z)^2}} \cdot e^{\frac{-8y^2}{w(z)^2}} \cdot \frac{8}{\pi w(z)^2} \cdot P_{\text{ges}}^{\text{opt}} \quad (4.1-3)$$

beschreiben.

Die Effizienz  $P_{\text{eff}}^{\text{opt}}$  der Beleuchtung leitet sich aus dem Quotienten der innerhalb des Gaps auftreffenden Strahlung

$$P_{\text{gap}}^{\text{opt}} = \iint_{-\frac{gap}{2}}^{+\frac{gap}{2}} P^{\text{opt}}(x, y, z) dx dy \quad (4.1-4)$$

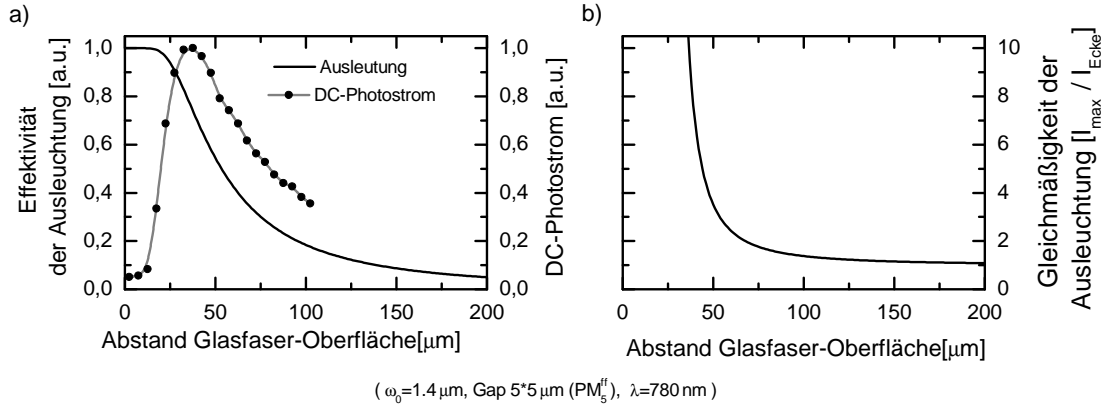
und der Gesamtintensität  $P_{\text{ges}}^{\text{opt}}$  mit

$$P_{\text{eff}}^{\text{opt}} = \frac{P_{\text{gap}}^{\text{opt}}}{P_{\text{ges}}^{\text{opt}}} \quad (4.1-5)$$

---

<sup>1</sup> ( $5 \times 5 \mu\text{m}$  entspricht Typ  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  in Abbildung 5.1)





**Abbildung 4.1 :** Analytischer Vergleich der Ausleuchtung einer  $PM_5^{ff}$  Photomischer Struktur mit dem experimentell gemessenen DC-Photostrom.

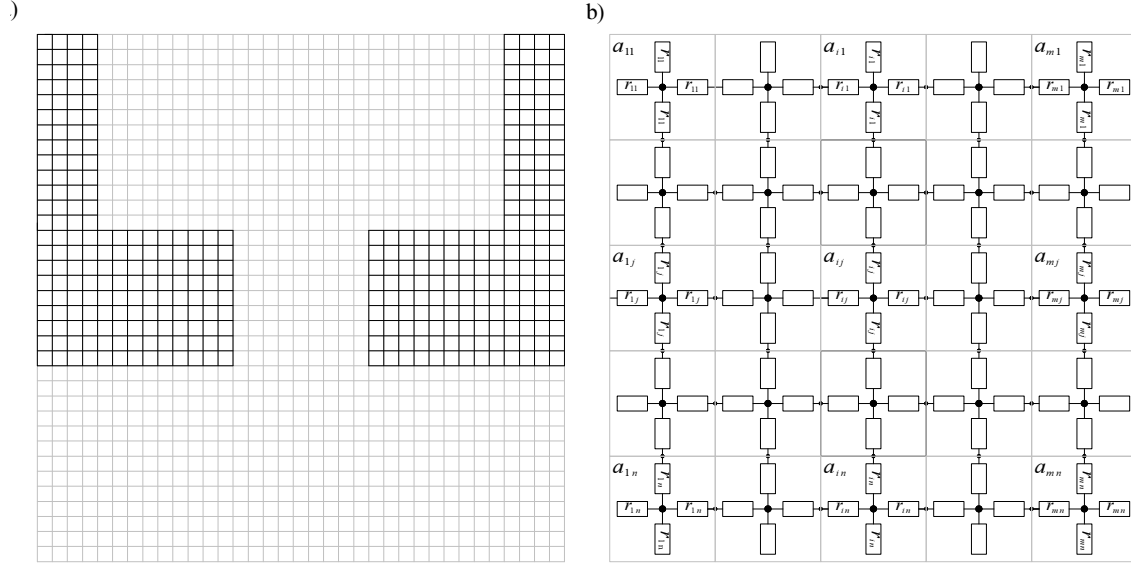
ab. Die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung  $P_{\text{gleich}}^{\text{opt}}$  ist mit dem Quotienten aus niedrigster Intensität  $P_{\text{min}}^{\text{opt}} = P^{\text{opt}}(\frac{gap}{2}, \frac{gap}{2}, z)$  und der maximalen Intensität  $P_{\text{max}}^{\text{opt}} = P^{\text{opt}}(0, 0, z)$  innerhalb des Gaps mit

$$P_{\text{gleich}}^{\text{opt}} = \frac{P_{\text{min}}^{\text{opt}}}{P_{\text{max}}^{\text{opt}}} \quad (4.1-6)$$

definiert.

Im Teilbild a) der Abbildung 4.1 ist nun  $P_{\text{eff}}^{\text{opt}}$  für den untersuchten Photomischer dargestellt. Zusätzlich ist der bei dieser Struktur noch der tatsächlich im Experiment gemessene DC-Photostrom eingetragen. Wie deutlich zu erkennen ist, ist besonders bei kleinen Abständen kein Zusammenhang des gemessenen Photostromes und der effektiven Beleuchtung zu erkennen, wie er nach der theoretischen Beschreibung bei einer völlig gleichmäßigen Beleuchtung nach Abschnitt 4.1.1 zu erwarten wäre.  $P_{\text{gleich}}^{\text{opt}}$ , welches im Teilbild b) dargestellt ist, bestätigt ebenfalls, dass die gewählte Beleuchtung für kleine Abstände die aktive Fläche stark inhomogen ausleuchtet.

Die Ergebnisse dieser Betrachtung legen nahe, dass es notwendig ist, die Inhomogenität der Beleuchtung bei einer Betrachtung des Photostromes sowie die genaue Geometrie der Struktur zu berücksichtigen. Im nächsten Abschnitt 4.1.2 wird ein Ansatz beschrieben, der dies berücksichtigt. Mit der praktischen Realisierung dieses Ansatzes nach Abschnitt 4.1.5 ist es möglich, das in Abbildung 4.1 dargestellte Verhalten des Photostromes zu berechnen.



**Abbildung 4.2 :** Bei der Simulation verwendetes Simulationsraster: a) Überblick, b) Einzelzellen  $a_{ij}$  im Detail.

#### 4.1.2 Bei der Simulation verwendeter ortsaufgelöster Ansatz

Die Betrachtungen im letzten Abschnitt 4.1.1 zeigen, dass es notwendig ist, das ortsaufgelöste Beleuchtungsprofil bei der Betrachtung der untersuchten Photomischer zu berücksichtigen. Dazu wird wie in Teilbild a) der Abbildung 4.2 dargestellt, die zu untersuchende Struktur in ein zweidimensionales Raster unterteilt. Im Beispiel ist ein Teil der Zuleitungen und ein zentrales quadratisches Gap mit  $5 \times 5 \mu\text{m}$  dargestellt. Jeder der so entstandenen Zellen  $a_{ij}$  wird dabei jeweils als einzelnes aktives LT-GaAs Substrat oder als passive Zuleitung betrachtet. In Teilbild b) sind die für die Berechnung im nächsten Abschnitt benötigten Details der einzelnen Zellen dargestellt.

#### 4.1.3 Mehrstufige Lösung des ortsaufgelösten Ansatzes

Nach der in Abschnitt 5.1 geführten Betrachtung lassen sich die elektrischen Eigenschaften der einzelnen LT-GaAs Zellen in Abhängigkeit der jeweils eingestrahlt optischen Leistung  $P_{ij}^{\text{opt}}$  und des lokalen elektrischen Feldes  $E_{ij}$  mit

$$I_{ij} \propto \rho_{e,h} \cdot E_{ij} \propto P_{ij}^{\text{opt}} \cdot E_{ij}. \quad (4.1-7)$$

beschreiben. Ziel der Simulation ist nun für alle Zellen  $a_{ij}$  diese lokalen Werte zu bestimmen, um dann den globalen Photostrom  $I_{\text{ges}}$  bestimmen zu können. Dabei ist zu beachten, dass die einzelnen Zellen  $a_{ij}$  durch das an ihnen anliegende lokale elektrische Feld  $E_{ij}$  untereinander gekoppelt sind. Ist dieses bestimmt, lässt sich direkt  $I_{\text{ges}}$  ableiten. Da weiterhin  $\vec{E}$  mit

$$\vec{E} = -\nabla\Phi \quad (4.1-8)$$

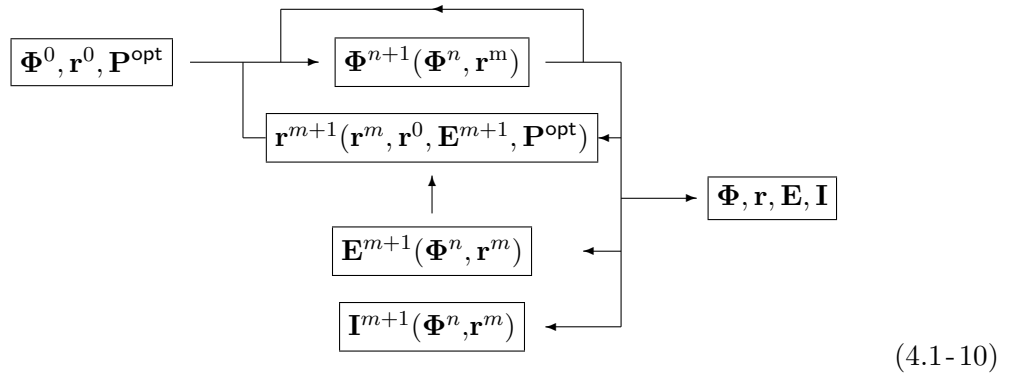
mit dem elektrischen Potential  $\Phi$  definiert ist, ist es für das Problem ausreichend,  $\Phi_{ij}$  über alle Zellen zu bestimmen.

Dazu wird wie im Teilbild b) der Abbildung 4.2 dargestellt, aus den einzelnen Zellen  $a_{ij}$  ein Netzwerk gebildet um  $\Phi$  bestimmen zu können, wobei die einzelnen Zellen durch ihre reziproke Leitfähigkeit oder einem lokalen Widerstand  $r_{ij}$  definiert werden.

Da aber  $r_{ij}$  gemäß Gleichung 4.1-7 ebenfalls abhängig von  $\phi$  ist, entsteht folgende Verschachtelung von  $r$  und  $\phi$

$$r_{ij}(\Phi_{ij}, P_{ij}^{\text{opt}}) \longleftrightarrow \phi_{ij}(r_{ij}). \quad (4.1-9)$$

Zur Lösung wird ein im folgenden dargestellter, mehrstufiger approximativer Lösungsansatz benutzt,



welcher für jede Zelle  $a_{ij}$  angewendet wird. Dabei stellen  $\Phi, r, E, I, P^{\text{opt}}$  jeweils skalare zweidimensionale Felder dar, die die einzelnen Zellen  $a_{ij}$  repräsentieren<sup>1</sup>.

Innerhalb des Lösungsansatzes wird in einer inneren Schleife  $n$  ein Potentialverlauf  $\Phi^{n+1}$  iterativ aus  $\Phi^n$  und festem  $r^m$  approximiert. Anschließend wird in der äußeren Schleife  $m$  das elektrische Feld  $E^m$  und ein besser approximiertes  $r^{m+1}$  aus  $r^m, r^0, E^{m+1}, P^{\text{opt}}$

<sup>1</sup> Zur Übersichtlichkeit werden im weiteren Größen, die skalare zweidimensionale Felder beschreiben, **fett** dargestellt, sofern sie bei der numerischen Berechnung Anwendung finden.

bestimmt. Zusätzlich wird in der äußeren Schleife auch der Stromfluss  $\mathbf{I}$  bestimmt, aus dem sich der zu berechnende Photostrom  $\mathbf{I}^{\text{ges}}$  ableiten lässt. Zusätzlich wird  $\mathbf{I}$  benutzt, um eine Abbruchbedingung für den Lösungsansatz festzulegen.

Die Anzahl der Iterationen, in der eine stabile Lösung von  $\Phi, \mathbf{r}, \mathbf{E}, \mathbf{I}$  erreicht wird, hängt von der konkreten numerischen Realisierung sowie vom Verhältnis der beiden Schleifen  $n$  und  $m$  ab.

#### 4.1.4 Numerische Umsetzung des Lösungsansatzes

In diesem Abschnitt wird die numerische Realisierung des im letzten Abschnitt 4.1.3 vorgestellten Lösungsansatzes besprochen.

Zuerst werden hierbei die Ausgangsfelder  $\Phi^0, \mathbf{r}^0, \mathbf{P}^{\text{opt}}$  gemäß der zu untersuchenden Strukturen besetzt. Die optische Leistung  $\mathbf{P}^{\text{opt}}$  wird dabei nach Gleichung 4.1-3 mit

$$\mathbf{P}_{i,j}^{\text{opt}}(x_0, y_0, z) = \cdot e^{\frac{8x_i^2}{w(z)^2}} \cdot e^{\frac{-8y_j^2}{w(z)^2}} \cdot \frac{8}{\pi w(z)^2} \cdot \mathbf{P}_{\text{ges}}^{\text{opt}} \quad (4.1-11)$$

definiert.  $\mathbf{r}^0$  repräsentiert die Geometrie der zu berechnenden Strukturen und bildet das Dunkelstromverhalten dieser nach. Die Ränder von  $\Phi^0$  definiert die angelegte Spannung über den Strukturen.

##### a) Potentialfeld - $\Phi$

Um nun innerhalb der inneren Schleife  $\Phi$  anzunähern, werden folgende Hilfsgrößen

$$\begin{aligned} r_1 &= \mathbf{r}_{i,j} + \mathbf{r}_{i,(j-1)} & r_2 &= \mathbf{r}_{i,j} + \mathbf{r}_{(i+1),j} & r_3 &= \mathbf{r}_{i,j} + \mathbf{r}_{i,(j+1)} & r_4 &= \mathbf{r}_{i,j} + \mathbf{r}_{(i-1),j} \\ t_1 &= r_2 \cdot r_3 \cdot r_4 & t_2 &= r_1 \cdot r_3 \cdot r_4 & t_3 &= r_1 \cdot r_2 \cdot r_4 & t_4 &= r_1 \cdot r_2 \cdot r_3 \end{aligned} \quad (4.1-12)$$

definiert. Unter Berücksichtigung des Ohmschen Gesetzes kann nun ein neues lokales Potential  $\Phi^{\text{lok}}$  für jede Zelle in Abhängigkeit der Nachbarpotentiale mit

$$\Phi_{i,j}^{\text{lok}} = \frac{\Phi_{i,(j-1)}^n \cdot t_1 + \Phi_{(i+1),j}^n \cdot t_2 + \Phi_{i,(j+1)}^n \cdot t_3 + \Phi_{(i-1),j}^n \cdot t_4}{t_1 + t_2 + t_3 + t_4} \quad (4.1-13)$$

beschrieben werden. Mit dieser Beziehung lässt sich das neue Potential  $\Phi^{n+1}$  mit Hilfe von

$$\Phi^{n+1} = (\Phi^{\text{lok}} - \Phi^n) \cdot \alpha + \Phi^n \quad (4.1-14)$$

bestimmen. Gleichung 4.1-14 entspricht einer relaxiven Gauss-Seidel Approximation für lineare Gleichungssysteme. Der Wert der Relaxationskonstante  $\alpha$  muss hierbei einen Wert

$<2$  annehmen, um eine stabile Lösung zu erreichen. Ist diese Bedingung erfüllt, strebt für  $n \rightarrow \infty$

$$\Phi^n \rightarrow \Phi^{n+1} \rightarrow \Phi. \quad (4.1-15)$$

Zu beachten bei der Berechnung von  $\Phi^{\text{lok}}$  und  $\Phi^{n+1}$  ist, dass als feste Randbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{\text{rand}} &= \infty \\ (\Phi_{11} \dots \Phi_{n1}) &= +V_{\text{bias}/2} \\ (\Phi_{1m} \dots \Phi_{mn}) &= -V_{\text{bias}/2} \end{aligned} \quad (4.1-16)$$

für die Randzellen und die Seitenflächen gelten, so dass einerseits ein definiertes Gesamtpotential  $V_{\text{bias}}$  wie auch eine Isolierung des Systems gewährleistet ist.

### b) Elektrische Feldstärke - $\mathbf{E}$

Da das elektrische Feld mit  $\vec{\mathbf{E}} = -\nabla\Phi$  definiert ist, lässt sich die elektrische Feldstärke direkt mit

$$\mathbf{E}^{m+1} = |\nabla\vec{\Phi}^n| \quad (4.1-17)$$

beschreiben. Für die numerische Betrachtung bedeutet dies, dass die elektrische Feldstärke  $E$  sich mit

$$\mathbf{E}_{i,j}^{m+1} = \sqrt{\left(\frac{\Phi_{(i-1),j}^n + \Phi_{(i+1),j}^n}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Phi_{i,(j-1)}^n + \Phi_{i,(j+1)}^n}{2}\right)^2} \quad (4.1-18)$$

aus dem Potential  $\Phi^n$  berechnen lässt.

### c) Leitfähigkeit - $\mathbf{r}$

Mit der Berechnung von  $\mathbf{E}^{m+1}$  ist es nun möglich, innerhalb der äußeren Schleife ein neues  $\mathbf{r}^{m+1}$  zu berechnen. Unter Berücksichtigung von Gleichung 4.1-7 und der gewählten Darstellungsform lässt sich eine neue lokale Leitfähigkeit  $\mathbf{r}^{\text{lok}}$  mit

$$\mathbf{r}_{ij}^{\text{lok}} = \frac{1}{\mathbf{E}_{ij} \cdot \mathbf{P}_{ij}^{\text{opt}} \cdot b + \frac{1}{\mathbf{r}_{ij}^0}} \quad (4.1-19)$$

neu berechnen. Analog zu 4.1-14 wird nun ein neuer Wert für  $\mathbf{r}^{m+1}$  mit

$$\mathbf{r}^{m+1} = (\mathbf{r}^{\text{lok}} - \mathbf{r}^m) \cdot \beta + \mathbf{r}^m \quad (4.1-20)$$

bestimmt, so dass für  $m \rightarrow \infty$  gilt

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}^{\text{alt}} \rightarrow \mathbf{r}^{\text{akt}}. \quad (4.1-21)$$

#### d) Stromfluss - $\mathbf{I}$

Um zu überprüfen, inwieweit ein stabiles  $\mathbf{r}$  und  $\Phi$  nach Gleichung 4.1-21 und 4.1-15 erreicht ist, bietet sich an, den Stromfluss  $\mathbf{I}$  durch das Simulationsfeld zu betrachten. Nach dem Gausschen Flächensatz gilt für einen Stromfluss durch einen geschlossenen Bereich ohne Quellen/Senken

$$\oint_O I = 0. \quad (4.1-22)$$

Lässt sich diese Bedingung innerhalb des Simulationsfeldes überprüfen, ist davon auszugehen, dass  $\mathbf{r}$  und  $\Phi$  die Lösung der Simulation bilden. Dabei lässt sich der diskrete Stromfluss durch eine Zelle  $a_{ij}$  bei Definition der Hilfsgrößen

$$I_1 = \frac{\Phi_{i,(j-1)}^n - \Phi_{i,j}^n}{\mathbf{r}_{i,j}^m + \mathbf{r}_{i,(j-1)}^m} \quad I_2 = \frac{\Phi_{(i+1),j}^n - \Phi_{i,j}^n}{\mathbf{r}_{i,j}^m + \mathbf{r}_{(i+1),j}^m} \quad I_3 = \frac{\Phi_{i,(j+1)}^n - \Phi_{i,j}^n}{\mathbf{r}_{i,j}^m + \mathbf{r}_{i,(j+1)}^m} \quad I_4 = \frac{\Phi_{(i-1),j}^n - \Phi_{i,j}^n}{\mathbf{r}_{i,j}^m + \mathbf{r}_{(i-1),j}^m} \quad (4.1-23)$$

durch die Beziehung

$$\mathbf{I}_{ij} = \sum_{k=1..4} I_k \{ \text{wenn } I_k > 0 \} \quad (4.1-24)$$

definieren. Gleichzeitig muss für die Lösung nach Gleichung 4.1-22 gelten

$$\sum_{k=1..4} I_k \rightarrow 0 \quad \text{für } n, m \rightarrow \infty. \quad (4.1-25)$$

In Abschnitt 4.1.5 bei der Umsetzung des Lösungsverfahrens dient dieses Kriterium als Abbruchbedingung.

#### e) Elektrische Leistungsdichte - $\mathbf{L}$

Zusätzlich lässt sich die elektrische Leistungsdichte  $\mathbf{L}$  mit der direkt aus dem elektrischen Feld nach Gleichung 4.1.4 und dem Stromfluss nach 4.1-24 mit

$$\mathbf{L}_{ij} = \mathbf{E}_{ij} \cdot \mathbf{I}_{ij} \quad (4.1-26)$$

bestimmen.

Im nächsten Abschnitt 4.1.5 wird die Umsetzung dieses Lösungsansatzes im Rahmen eines C/C++ Programms beschrieben. Auf die Möglichkeiten, die sich anhand dieser Simulation ergeben, wird in Abschnitt 4.1.6 eingegangen und an einem Beispiel bewertet. Die Anwendung der Simulation bei den durchgeführten Experimenten und ein Ausblick auf neue Strukturen wird in Kapitel 5 und 6 durchgeführt.

### 4.1.5 Programmtechnische Umsetzung der iterativen Lösung

Die im letzten Abschnitt besprochene numerische Simulation ist im Rahmen dieser Arbeit als C/C++ Programm realisiert worden, mit dem es möglich ist, dem erzeugten DC-Photostrom bei einer vorgegebenen Photomischerstruktur zu berechnen. Auch bietet die erstellte Software die Möglichkeit Messreihen frei zu programmieren und automatisch durchzuführen. Dazu wird eine Script-Steuerung verwendet, wie sie in Abschnitt C anhand eines Beispiels vorgestellt wird. Die Software besteht dabei aus  $\approx 2000$  Zeilen Code, von denen  $\approx 600$  direkt die Physik beschreiben. Die restlichen Zeilen behandeln die Normierungen, Aus- und Eingabe sowie eine grafische Darstellung der Ergebnisse.

Grundsätzlich folgt die Software dem in Abschnitt 4.1.4 besprochenem Lösungsverfahren. Als einen kritischen Punkt stellt sich hierbei die Leitfähigkeit der Zuleitungen dar, da der Potentialabfall an ihnen bei der Berechnung berücksichtigt werden muss, um Gleichung 4.1-22 für alle Zellen in der Lösung zu erfüllen. Bei den untersuchten Strukturen ist der Abfall meist sehr gering  $< 10 \mu\text{V}/\mu\text{m}$ . Dies führt leicht zu Instabilitäten des iterativen Ansatzes nach 4.1.4. Als Lösung wurde der Innenwiderstand der Zuleitungen künstlich auf  $10 \Omega/\mu\text{m}$  erhöht, so dass die Simulation sich leichter stabilisiert. Signifikante Verfälschung der berechneten physikalischen Größen außerhalb der Zuleitungen sind trotz dieser Anpassung vernachlässigbar. In der Praxis zeigt sich weiterhin, dass es zum Teil notwendig ist, die Berechnungen mit doppelter Genauigkeit durchzuführen, um ein entstehendes Quantisierungsrauschen zu unterdrücken.

Innerhalb der Software findet auch die Anpassung der physikalischen Größen an das verwendete Gitter statt, so dass die Gittergröße für einzelne Berechnungen leicht variiert werden kann, um zu verifizieren, dass eine geeignete Auflösung gewählt wird und alle Effekte der Geometrie berücksichtigt werden.

Für eine sinnvolle Abbruchbedingung der Iteration wird die Strombedingung nach Gleichung 4.1-22 benutzt. Zur Überprüfung der Bedingung wird der Strom  $\mathbf{I}_i^{\text{Spalte}}$  mit

$$\mathbf{I}_i^{\text{Spalte}} = \sum_{k=0..m} \frac{\mathbf{r}_{i k} + \mathbf{r}_{(i+1) k}}{\Phi_{i k} - \Phi_{(i+1) k}} \quad (4.1-27)$$

ausgewertet, der den Stromfluss zwischen der Spalte  $i$  und  $i+1$  berechnet. Für eine Lösung muss jetzt nach Gleichung 4.1-22 gelten

$$\mathbf{I}_1^{\text{Spalte}} \rightarrow \mathbf{I}_2^{\text{Spalte}} \rightarrow \dots \rightarrow \mathbf{I}_{(n-1)}^{\text{Spalte}}. \quad (4.1-28)$$

Falls ein bestimmter Fehler  $\mathbf{I}^{\text{fehl}}$  in dieser Beziehung unterschritten wird, bricht die Berechnung ab und der Gesamtstrom  $\mathbf{I}^{\text{ges}}$  wird mit

$$\mathbf{I}^{\text{ges}} = |\mathbf{I}_i^{\text{Spalte}}| \quad \text{mit} \quad i = 1 \dots (n - 1) \quad (4.1-29)$$

ausgegeben. Damit der Fehler in Gleichung 4.1-28 verschwindet, darf es keine „Lecks“ am Rand der Verschieden Gitters geben, die leicht durch fehlerhafte Implementierung der Randbedingungen innerhalb des Programcodes entstehen.

#### 4.1.6 Vorstellung der Ergebnisse der Simulation im Vergleich zu den durchgeführten Experimenten

Für eine allgemeine Betrachtung der durchgeführten Simulationen und ihrer Ergebnisse wird das schon im Teilbild a) der Abbildung 4.2 dargestellte und auch im Abschnitt 4.1.1 verwendete Struktur  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  und eine Variation  $\text{PM}_{25\text{k}\Omega}^{\text{ff}}$  benutzt. In der Variation  $\text{PM}_{25\text{k}\Omega}^{\text{ff}}$  wird eine Ohmsche Brücke<sup>1</sup> mit einem nominalen  $25\text{k}\Omega$  Widerstand in das Gap von  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  eingesetzt. Als Substrat wird ein nomineller Widerstand von  $10\text{M}\Omega/\mu\text{m}$  eingesetzt.

##### a) Dunkelfeld-Betrachtung

In Abbildung 4.3 sind die Ergebnisse der Dunkelfeld-Betrachtung ohne simulierte Beleuchtung der Struktur  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  und  $\text{PM}_{25\text{k}\Omega}^{\text{ff}}$  bei einer Vorspannung von  $10\text{V}$  dargestellt.

Bei Betrachtung des elektrischen Feldes ist zu erkennen, dass die Zuleitungen mit  $r=10\Omega/\mu\text{m}$  annähernd feldfrei mit  $\mathbf{E}_A=3,5\mu\text{V}/\mu\text{m}$  ( $\mathbf{E}_C=840\mu\text{V}/\mu\text{m}$ ) sind. Die Feldstärke innerhalb des Gap liegt, wie bei der angelegten Spannung von  $10\text{V}$  erwartet, bei  $2\text{V}/\mu\text{m}$  mit  $\mathbf{E}_B = 1,95\text{V}/\mu\text{m}$  ( $\mathbf{E}_D = 1,99\text{V}/\mu\text{m}$ ).

Bei Betrachtung des Stromflusses ist festzustellen, daß es innerhalb der Zuleitungen und dem Bereich zwischen des Gaps zu einer Konzentration mit  $\mathbf{I}_E=392\text{nA}/\mu\text{m}$  ( $\mathbf{I}_G=80,5\mu\text{A}/\mu\text{m}$  bzw.  $\mathbf{I}_F=195\text{nA}/\mu\text{m}$  ( $\mathbf{I}_H=199\mu\text{A}/\mu\text{m}$ ) kommt.

Vergleicht man bei der Struktur  $\text{PM}_{25\text{k}\Omega}^{\text{ff}}$  die Werte von  $\mathbf{I}_G$  und  $\mathbf{I}_H$  mit dem Gesamtstrom  $\mathbf{I}_{\text{ges}}$  mit  $\mathbf{I}_{\text{ges}} = 0,401\text{mA}$ , korrespondieren sie wie erwartet der Geometrie entsprechend untereinander.

$$\mathbf{I}_{\text{ges}} = 5\mu\text{m} \cdot \mathbf{I}_G = 2\mu\text{m} \cdot \mathbf{I}_H \quad (4.1-30)$$

Bei der ursprünglichen Struktur „streut“ der Strom über das Gap, so dass der entsprechende Zusammenhang

$$\mathbf{I}_{\text{ges}} \neq 5\mu\text{m} \cdot \mathbf{I}_E \neq 2\mu\text{m} \cdot \mathbf{I}_F \quad (4.1-31)$$

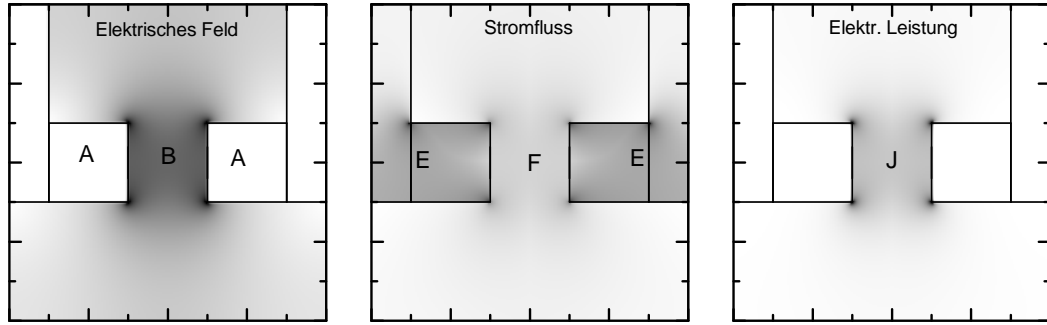
selbst bei dieser einfachen Geometrie nicht mehr gültig ist.

---

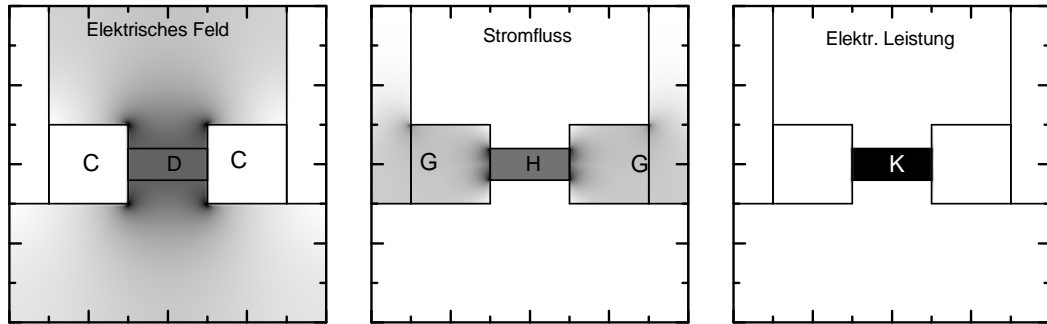
<sup>1</sup>  $2\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$  bei  $r = 10\text{K}\Omega/\mu\text{m}$



a)  $PM_5^{ff}$  Photomischer Struktur



b)  $PM_{25k}^{ff}$  25k-Brücke



(Fläche  $20\mu m \times 20\mu m$ , Raster  $200 \times 200$ , Bias 10V, Substrat  $10M\Omega$ )

**Abbildung 4.3 :** Dunkelstrom Vergleich: a) eine einfachen Gaps-Struktur  $PM_5^{ff}$ , b) mit der einer ohmschen Brücke  $PM_{25k\Omega}^{ff}$ .

Diese Betrachtungen bestätigen einmal, dass bei einer Struktur wie  $PM_{25k\Omega}^{ff}$  mit einer stark definierten Geometrie die analytischen Werte mit dem der Simulation gut übereinstimmen. Bei einer einfachen aber weich definierten Struktur wie es a) darstellt, ergeben sich schon bei dieser Betrachtung ohne Beleuchtung Diskrepanzen zwischen der Simulation und einer vereinfachten analytischen Betrachtung.

Auch bei der Betrachtung der elektrischen Leistung ist festzustellen, dass bei der Struktur  $PM_{25k\Omega}^{ff}$  die gesamte Leistung ausschließlich über die eingesetzte Brücke bei einer Leistungsdichte von  $P_I = 398 \mu W/\mu m^2$  abfällt. Dies korrespondiert entsprechend mit der Gesamtleistung von  $P_{ges} = 4,01 mW$  und der Fläche der Brücke von  $10 \mu m^2$

$$P_{ges} = 10 \mu m^2 \cdot P_I \quad (4.1-32)$$

### b) Betrachtung bei inhomogener Beleuchtung

Das letzte Beispiel wurde an einer Simulation ohne Beleuchtung durchgeführt. In diesem Beispiel wird zusätzlich eine Beleuchtung von 20 mW eingeführt. Als Struktur wurde wieder der unmodifizierte Photomischer  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  verwendet. Die eingestrahlte Laserleistung entspricht der nach 4.1-11 berechenbaren Gaussform in Abhängigkeit des Glasfaserabstandes  $z$  und ist über das Gap zentriert. In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse einmal die aufgeschlüsselten Ergebnisse für  $z=15\text{ }\mu\text{m}$ ,  $z=35\text{ }\mu\text{m}$  und  $z=75\text{ }\mu\text{m}$  sowie der berechnete Gesamtstrom  $I_{\text{ges}}$  über einen Bereich von 0-100  $\mu\text{m}$ . Zusätzlich ist der tatsächlich im experiment gemessenen Photostrom eingezeichnet, welcher auch schon analog in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Diese Messwerte legen auch den nach Gleichung 4.1-19 definierten freien Parameter  $b$  der Simulation fest. Deutlich ist die fast perfekte Übereinstimmung der Messung mit der Simulation nach einer Korrektur von  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  in Z-Achse zu erkennen.

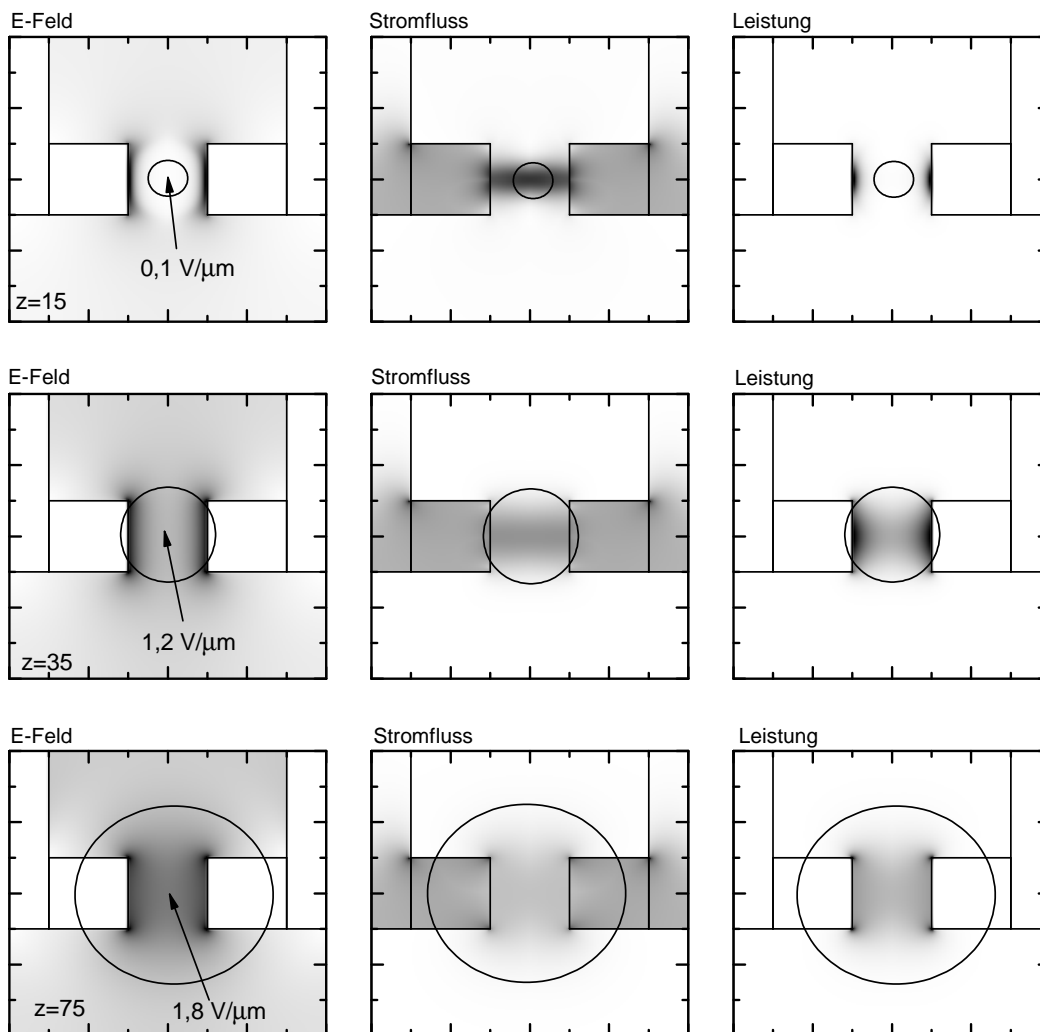
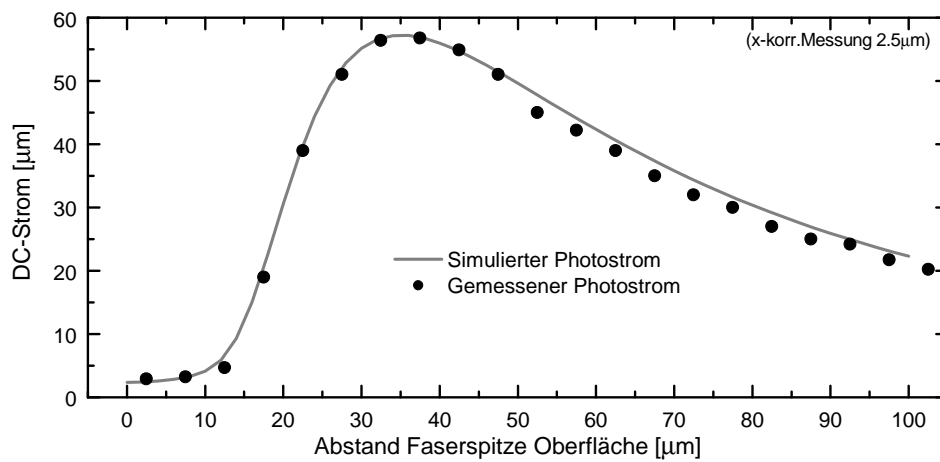
Die Erklärung dieses Stromverlaufs lässt sich mit Hilfe der expliziten Ergebnisse der Simulation von  $z=15$ ,  $z=35$  und  $z=75$  erklären. Bei einem zu geringen Strahldurchmesser ( $z=15$ ) steigt zwar durch die hohe Intensität im zentralen Bereich des Gaps die Leitfähigkeit an, aber zum Rand zu den Kontakten hin bleibt eine isolierende Fläche übrig. Dies wird bei Betrachtung des elektrischen Feldes durch den fast feldfreien Bereich im Zentrum und dem starken Potentialabfall zum Rand hin deutlich. Mit Vergrößerung des Abstandes ( $z=35$ ,  $z=75$ ) homogenisiert sich der Feldverlauf.

Bei Betrachtung des Stromflusses ist zu erkennen, dass beim maximalen Photostrom ( $r=35$ ) der Stromfluß innerhalb des Gaps konzentriert, aber relativ gleichmäßig über die Breite des Gaps verteilt ist. Weitere Betrachtungen in Abschnitt ?? bestätigen diese These, dass dies der optimale Strahldurchmesser für ein quadratisches Gap ist.

## 4.2 Bewertung der durchgeführten Simulation

In diesem Kapitel ist eine Möglichkeit vorgestellt und realisiert worden, die es ermöglicht, den DC-Photostrom bei einer frei wählbaren Geometrie und bei Berücksichtigung des Strahlprofils der verwendeten Nahfeld-Beleuchtung im Rahmen der verwendeten theoretische Betrachtungen orts aufgelöst zu berechnen und das Strahlprofil zur Beleuchtung optimal auf die verwendete Geometrien anzupassen. Mit diesem Werkzeug ist es nun möglich, die Experimente in Kapitel 5 und 6 zu begleiten und weiterführende Vorhersagen für die durchgeführten Experimente zu erstellen.

Inwieweit der nach dem theoretischen Ansatz mögliche Übergang vom DC-Photostrom hin zur erzeugten RF-Leistung gegeben ist wird ebenfalls in Kapitel 6 näher betrachtet.



**Abbildung 4.4 :** Vergleich der numerischen Simulation und den durchgeführten Experiment anhand der  $\text{PM}_5^{\text{ff}}$  Photomischer-Struktur

(Leerseite)

## Kapitel 5

### Vorstellung der verwendeten LT-GaAs Photomischer/ Antennenstrukturen

In diesem Kapitel werden die für die Experimente in Kapitel 6 benutzten Photomischer vorgestellt. Dazu werden zuerst die optischen und elektrischen Eigenschaften des verwendeten LT-GaAs als aktives Substrat der untersuchten Photomischer in Abschnitt 5.1 vorgestellt. Anschließend wird in Abschnitt 5.2 auf die unterschiedlichen Photomischer/Antennenstrukturen sowie die verwendete mechanisch/optische Halterung eingegangen. Hierbei wird auf die Konsequenzen, die die verwendeten Antennen für die Experimente bedeuten, in Abschnitt 5.3 im Besonderen eingegangen. Die experimentelle Betrachtung der eigentlichen Photomischerstrukturen ist Gegenstand des nächsten Kapitels 6.

#### 5.1 Optische und elektrische Eigenschaften von LT-GaAs

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den optischen und elektrischen Eigenschaften des verwendeten LT-GaAs und dient unter anderem als Grundlage der in Kapitel 4 durchgeführten numerischen Simulation. Der Vergleich mit den in den Experimenten gewonnenen Messdaten wird in Zusammenhang mit den einzelnen Messungen im nächsten Kapitel 6 dargelegt.

Dabei wird im besonderen auf die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften eingegangen. Eine weiterführende Charakterisierung des verwendeten LT-GaAs Materials konnte mit den für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Photomischern nicht durchgeführt werden.

##### 5.1.1 Geforderte Eigenschaften

Einen entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Photomischer zur Generierung eines submm-Signals hat das verwendete Halbleitermaterial, das folgende Eigenschaften in sich vereinen sollte, um einen großen Wirkungsgrad ( $\eta$ ), der für die Verwendung des Photomischer als astronomischer Lokal-Oszillator benötigt wird, zu erreichen.

- hohe optische Absorption und damit effektive Ladungsträger Erzeugung des mit dem Lasersystem erzeugten Schwebungssignals  $\eta_{\text{opt}}$
- hohe Mobilität für die Elektronen  $\mu_e$  und der Löcher  $\mu_h$
- hohe Durchbruchfeldstärke  $E_{\text{bruch}}$
- kleine Ladungsträgereinfangzeit  $\tau$
- geringer Dunkelstrom  $I_{\text{dunkel}}$

Durch eine hohe optische Absorption können entsprechende hohe Elektronen (Löcher) Dichten  $\rho_e$  ( $\rho_h$ ) generiert werden. Diese können durch ein hohes elektrisches Feld  $E < E_{\text{bruch}}$  und einer hohen Mobilität  $\mu_e$  ( $\mu_h$ ) schnell bewegt und durch eine kleine Ladungsträgereinfangzeit  $\tau_e$  ( $\tau_h$ ) auch leicht wieder abgebaut werden. Dadurch ist es möglich, einen hohen schnell wechselnden Photostrom  $I_{\text{photo}}^{\text{AC}}$  zu generieren.

Das in dieser Arbeit benutzte und im folgenden näher beschriebene LT-GaAs erfüllt diese Eigenschaften für die durchgeführten Experimente in dieser Arbeit am besten. Außer in [33] wird es auch bei allen sonstigen Beiträgen zur Generation von submm-Strahlung mit einem zweifarbigem Lasersystem bei einer Wellenlänge um  $\approx 800$  nm verwendet.

### 5.1.2 Herstellung und Besonderheiten

Der verwendete Halbleiter GaAs stellt ein klassisches Ausgangsmaterial in der Halbleiterelektronik und der Optoelektronik dar. Das in dieser Arbeit verwendete LT-GaAs stellt insofern eine Besonderheit dar, dass es unter speziellen Wachstumsbedingungen auf einen GaAs Wafer aufgewachsen wird.

Dabei wird eine LT-GaAs Schicht mit Hilfe einer Molekular-Strahl-Epitaxie-Anlage auf einen GaAs Wafer unter Arsenüberdruck aufgetragen. Entscheidend hierbei ist die verwendete Wachstumstemperatur  $T_g$  die zwischen  $180^\circ\text{C}$  und  $300^\circ\text{C}$ , im Gegensatz zum normal aufgewachsenem GaAs von  $T_g \approx 600^\circ\text{C}$ , liegt.

Die niedrigere Wachstumstemperatur beim LT-GaAs bewirkt, dass es zu einem nicht stöchiometrischen Wachstum der Schicht kommt. Dies bedeutet, dass einige Arsenatome anstatt von Galliumatomen auf den entsprechenden Gitterplätzen eingebaut werden. Folgende  $\text{As}_{\text{Ga}}$  Defekte können bei diesem Wachstumsprozess auftreten.

- neutrale Defekte  $\text{As}_{\text{Ga}}^0$
- positive Defekte  $\text{As}_{\text{Ga}}^+$
- Arsen zwischen den Gitterplätzen  $\text{As}_z$
- unbesetzte Gallium-Gitterplätze  $\text{Ga}_{\text{fehl}}$

Der Arsenüberschuss ist sowohl abhängig von der Arsen-Konzentration in der Gasphase als auch von der Wachstumstemperatur  $T_g$ . So ist  $T_g$  als ein charakteristischer Parameter des verwendeten LT-GaAs anzusehen.

Als Problem bei der Angabe von  $T_g$  stellt sich heraus, dass die verwendeten Molekular-Strahl-Epitaxie-Anlagen auf normales GaAs optimiert sind und somit die Temperaturkontrolle für typische Aufwachstemperaturen von 180 °C bis 300 °C nicht ausgelegt sind und die tatsächlichen Wachstumstemperaturen sich bei unterschiedlichen Anlagen, aber bei gleichem eingestellten Wert unterscheiden können.

Die so erzeugte LT-GaAs Schicht hat bedingt durch die Störstellen eine gegenüber normalem GaAs stark erhöhte Leitfähigkeit. Um diese zu reduzieren, wird die Probe nach dem Aufwachsen auf eine Temperatur  $T_t$  von 350 °C bis 900 °C für eine Zeit von typisch 5 min erwärmt<sup>1</sup>. Das Tempern bewirkt, dass sich überschüssiges Arsen zu Inseln mit einem Durchmesser von einigen Mikrometern zusammen schließt [34] [35].

Um eine durch diese Arsen-Inseln erzeugte Reduzierung der Leitfähigkeit des LT-GaAs zu erklären, gibt es in der Literatur das Punktdefektmodell nach Look [36] und das Schotkybarrierenmodell nach Waren [37]. Ein Vergleich zwischen diesen Modellen wird in [38] geführt.

Die bei dieser Arbeit verwendeten Photomischer wurden in einer Kooperation im Rahmen des SOFIA-Projektes (siehe auch Abschnitt 1.3.1) vom Forschungszentrum Jülich nach Vorgabe der geometrischen Abmessungen der Photomischer/Antennenstrukturen angefertigt.

### 5.1.3 Photostromgenerierung

In diesem Abschnitt wird die Photostromgenerierung innerhalb einer LT-GaAs Schicht beschrieben. Diese Betrachtung dient auch als Grundlage für die in Kapitel 4 beschrieben

<sup>1</sup> auch tempern oder ausheilen genannt

Numerische Betrachtung, in der der Übergang zu Inhomogen Strukturen und Beleuchtungen dargelegt wird.

### a) Statische Anregung

Bei den durchgeführten Experimenten werden die LT-GaAs Schichten zur Erzeugung eines Stromflusses mit Hilfe des in Kapitel 2 beschriebenen Systems beleuchtet. Zuerst wird hierbei von einem stationären, zeitunabhängigem System ausgegangen und später die für die Experimente entscheidende Dynamik betrachtet.

Bei den Experimenten dieser Arbeit ist die Photonenenergie des verwendeten Lasersystems größer als die Bandlücke des LT-GaAs Materials, so dass die Elektronen bei Beleuchtung aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben werden und ein Elektronen-Loch-Paar entsteht. Durch ein angelegtes elektrisches Feld  $E_{\text{bias}}$  tragen diese Elektronen-Loch-Paare als freie Ladungsträger zum Stromtransport bei. Die aus der Beleuchtung entstehende Leitfähigkeit  $\sigma$  lässt sich nach [39] unter der Verwendung der Ladungsträgerdichte  $\rho_e$  ( $\rho_h$ ) und der Mobilität  $\mu_e$  ( $\mu_h$ ) mit

$$\sigma = e \cdot (\rho_e \mu_e + \rho_h \mu_h) \quad (5.1-1)$$

darstellen. Da in dem verwendeten LT-GaAs unter Beleuchtung Elektronen und Löcher paarweise entstehen und sie auch ähnliche Rekombinationszeiten aufweisen, lässt sich die Ladungsträgerdichte  $\rho_e$  und  $\rho_h$  gleichsetzen und zu  $\rho_{e,h} = \rho_e = \rho_h$  zusammenfassen. Ein diesbezügliches Experiment wird in Abschnitt 6.1.3 und 6.1.2 beschrieben.

Unter Berücksichtigung des durch eine Vorspannung  $V_{\text{bias}}$  erzeugten elektrischen Feldes  $E_{\text{bias}}$  erhält man für den Photostrom  $I_{\text{photo}}$  durch eine Fläche  $A_I$  nach [39]

$$I_{\text{photo}} = \sigma \cdot A_I \cdot E_{\text{bias}} = \rho_{e,h} \cdot A_I \cdot E_{\text{bias}} \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \quad \text{mit} \quad \rho_{e,h} = \rho_e = \rho_h \quad (5.1-2)$$

oder in der proportionalen Darstellung

$$I_{\text{photo}} \propto \rho_{e,h} \cdot E_{\text{bias}} \propto P_{\text{opt}} \cdot E_{\text{bias}} \quad (5.1-3)$$

Hier ist ein proportionales Verhalten des Photostroms  $I_{\text{photo}}$  sowohl zum elektrischen Feld  $E_{\text{bias}}$  als auch zur Intensität der eingestrahlten Leistung  $P_{\text{opt}}$  zu beobachten.

### b) Dynamische Anregung

In den durchgeführten Experimenten dieser Arbeit werden die untersuchten Proben nicht mit einer konstanten optischen Leistung  $P_{\text{opt}}(t) = P_{\text{opt}}$  beleuchtet. Zur Anregung kommt das in Kapitel 2 vorgestellte Lasersystem. Die optische Leistung, die dieses System liefert, stellt ein Schwebungssignal zweier elektromagnetischer Quellen dar. Nach der in Anhang A.1



geführten Betrachtung stellt sich die optische Leistung nach Gleichung A.1-7 im relevanten Frequenzbereich für ein Schwebungssignal mit der Kreisfrequenz  $\omega_{\text{sch}}$  mit

$$P_{\text{opt}}(t) = \frac{1}{2}P_1 + \frac{1}{2}P_2 + \sqrt{P_1P_2} \cos[\omega_{\text{sch}} t] \quad (5.1-4)$$

dar. Diese modulierte optische Leistung  $P_{\text{opt}}(t)$  führt nun auch zu einer zeitabhängigen Modulation von  $\sigma(t)$ . Unter Berücksichtigung der mittleren Ladungsträgerzeit  $\tau_{e,h}$  des optischen Wirkungsgrades  $\eta_{\text{opt}}$  mit  $\eta_{\text{opt}} = \langle \eta_{\text{opt}}^1, \eta_{\text{opt}}^2 \rangle$  und der mittleren Frequenz des Lasersystems  $\nu_{\text{opt}}$  mit  $\nu_{\text{opt}} = \langle \nu_{\text{opt}}^1, \nu_{\text{opt}}^2 \rangle$ , lässt sich eine klassische Ratengleichung mit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\eta_{\text{opt}}}{h \nu_{\text{opt}}} \cdot P_{\text{opt}}(t) - \frac{\rho_{e,h}}{\tau_{e,h}} \quad (5.1-5)$$

aufstellen. Mit Hilfe des allgemeinen Ansatzes<sup>1</sup> für diese DGL ist zu erwarten, dass sich nach einer Einschwingphase ein DC- und ein AC-Teil ausbildet. Nach [15] und [16] ergeben sich als Lösung folgende Komponenten für die Ladungsdichte  $\rho_{e,h}$

$$\rho_{e,h}^{\text{DC}} = \frac{\eta_{\text{opt}}}{h \omega_{\text{opt}}} \cdot \frac{P_1 + P_2}{2} \cdot \tau_{e,h} \quad (5.1-6)$$

$$\rho_{e,h}^{\text{AC}}(t) = \frac{\eta_{\text{opt}}}{h \omega_{\text{opt}}} \cdot \sqrt{P_1P_2} \cdot \frac{\tau_{e,h}}{\sqrt{1 + (\tau_{e,h} \omega_{\text{sch}})^2}} \cdot \sin[\omega_{\text{sch}} t + \psi] \quad (5.1-7)$$

Diese Lösungskomponenten können nun direkt in Gleichung 5.1-2 aus der statischen Betrachtung eingesetzt werden, so dass sich für  $I_{\text{photo}}^{\text{DC}}$  und  $I_{\text{photo}}^{\text{AC}}$

$$I_{\text{photo}}^{\text{DC}} = \rho_{e,h}^{\text{DC}} \cdot A_I E_{\text{bias}} e(\mu_e + \mu_h) \quad (5.1-8)$$

$$I_{\text{photo}}^{\text{AC}}(t) = \rho_{e,h}^{\text{AC}}(t) \cdot A_I E_{\text{bias}} e(\mu_e + \mu_h) \quad (5.1-9)$$

ergibt. Dabei ist zu erkennen, dass der Photostrom analog zur Ladungsträgerdichte moduliert wird, ohne dass zusätzliche Frequenzkomponenten generiert werden. Auch bei der Amplitude ist das gleiche  $\sqrt{P_1P_2}$  Verhalten wie bereits bei der Betrachtung in Anhang A.1-4 zu beobachten.

### c) Allgemeiner Fall

Im letzten Abschnitt 5.1.3-b wird bei der Betrachtung von einer dynamischen Anregung nach Gleichung 5.1-4 der Form

$$P_{\text{opt}}(t) = \alpha + \beta \sin[\omega t] \quad (5.1-10)$$

<sup>1</sup> DGL  $\frac{\partial f}{\partial t} = \alpha \cos[\omega t] - \frac{f(t)}{\beta}$  zu lösen mit Ansatz  $f(t) = A \cdot e^{-t/\gamma} + B \cdot \sin[\omega t] + C \cdot \cos[\omega t] + D$

ausgegangen. Für den allgemeinen Fall lässt sich jede Anregung  $P_{\text{opt}}(t)$  als die Summe

$$P_{\text{opt}}(t) = \sum_i P_{\text{opt}}^i(t) = \sum_i \alpha_i + \beta_i \sin[\omega_i t] \quad (5.1-11)$$

über alle Frequenzkomponenten  $i$  von  $P_{\text{opt}}(t)$  darstellen.

Dadurch, dass bei den verwendeten Laserleistungen es zu keiner Verarmung der Grundzustände kommt und dass kohärente Effekte, wie induzierte Absorption/Emission innerhalb des Halbleiters nicht berücksichtigt werden, ist davon auszugehen, dass die Ratengleichung 5.1-5 im allgemeinen Fall nach Gleichung 5.1-11 sich als ein System unabhängiger DGLs

$$\frac{\partial \rho^i}{\partial t} = \frac{\eta_{\text{opt}}^i}{h \nu_{\text{opt}}^i} \cdot P_{\text{opt}}^i(t) - \frac{\rho_{\text{e,h}}^i}{\tau_{\text{e,h}}^i} \quad \text{für alle Komponenten } i \quad (5.1-12)$$

darstellen lässt. Physikalisch ist weiterhin davon auszugehen, dass die einzelnen Ladungsträgerdichten  $\rho_{\text{e,h}}^i$  unabhängig voneinander betrachtet werden können. Dies bedeutet, dass die Lösungen der einzelnen Komponenten  $\rho_{\text{e,h}}^i$  analog zu der Gleichung 5.1-5 berechnet werden können und sich der Photostrom mit

$$I_{\text{e,h}}^{\text{DC}} = \sum_i \rho_{\text{e,h}}^{i \text{DC}} \cdot A_{\text{I}} E_{\text{bias}} e(\mu_{\text{e}}^i + \mu_{\text{h}}^i) \quad (5.1-13)$$

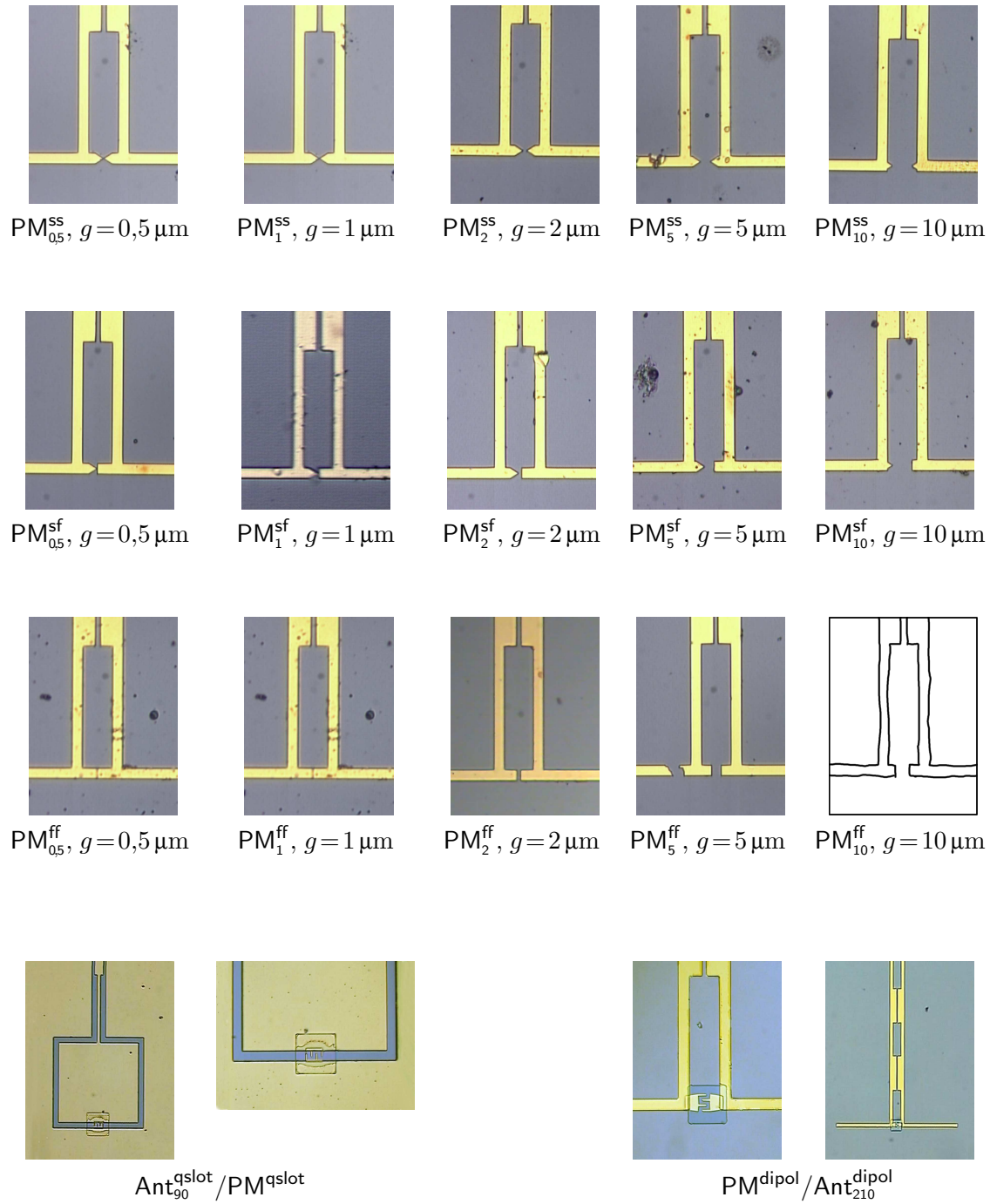
$$I_{\text{e,h}}^{\text{AC}}(t) = \sum_i \rho_{\text{e,h}}^{i \text{AC}}(t) \cdot A_{\text{I}} E_{\text{bias}} e(\mu_{\text{e}}^i + \mu_{\text{h}}^i) \quad (5.1-14)$$

darstellen lässt. Da nach der Betrachtung in Abschnitt 5.1.3-b die Frequenzkomponenten von  $\rho_{\text{e,h}}^i$  und  $P_{\text{opt}}^i$  mit  $\omega_i$  identisch sind, bedeutet dies, dass auch der von einer allgemeinen optischen Anregung  $\sum P_{\text{opt}}^i$  erzeugte Photostrom nur die gleichen Frequenzkomponenten  $\omega_i$  enthält, wie in der Anregung enthalten sind.

Dadurch werden auch bei einer allgemeinen Anregung, wie ein reales Lasersystem nach Kapitel 2 erzeugt, die Frequenzkomponenten und ihre Amplituden genau abgebildet. Dies ist bei der Verwendung als astronomischer Lokalszillator wichtig, denn so kann man von den Rauschkomponenten der Laser auf das Rauschen des von den Photomischern generierten Photostroms schließen.

## 5.2 Vorstellung der untersuchten Photomischer/Antennenstrukturen

In diesem Abschnitt werden die für diese Arbeit im Rahmen des SOFIA-Projektes hergestellten und untersuchten Photomischer vorgestellt. Dabei werden im Abschnitt 5.2.1 die benutzten Mischer/Antennenstrukturen vorgestellt und im Abschnitt 5.2.2 die mechanisch/optische Halterung und deren Einfluss auf die durchgeführten Experimente besprochen. Die aus den Antennenstrukturen sich ergebenden Charakteristika werden im



**Abbildung 5.1 :** Mikroskopische Übersicht der untersuchten LT-GaAs Photomischer mit der in dieser Arbeit verwendeten Nomenklatur der einzelnen Photomischer.

nächsten Abschnitt 5.3 besprochen, während die Eigenschaften der Photomischerstrukturen in Kapitel 6 gesondert betrachtet werden.

### 5.2.1 Untersuchte Photomischer/Antennenstrukturen

In Abbildung 5.1 sind im oberen Teil die speziell für diese Arbeit zur Verfügung stehende Photomischer als Mikroskopaufnahmen abgebildet. Dort wird auch die in dieser Arbeit verwendete Nomenklatur mit der Unterteilung in 3 Serien ( $\text{PM}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{PM}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$ )<sup>1</sup>, jeweils mit einem Spalt von 0,5, 1, 2 und 5  $\mu\text{m}$  verdeutlicht. Im unteren Teil sind zusätzlich zwei Mischer/Antennenstrukturen aus den SOFIA-Projekt abgebildet, die als Referenz für eine Bewertung der Antennenstruktur benutzt werden. Bei den speziell für diese Arbeit hergestellten Strukturen handelt es sich um maskenlose mit Hilfe von Elektronenstrahl-Lithographie hergestellte Einzelanfertigungen, so dass jeweils nur ein Exemplar jedes Typs zur Verfügung steht.

### 5.2.2 Mechanischer/Optischer Aufbau des verwendeten Mischerblocks

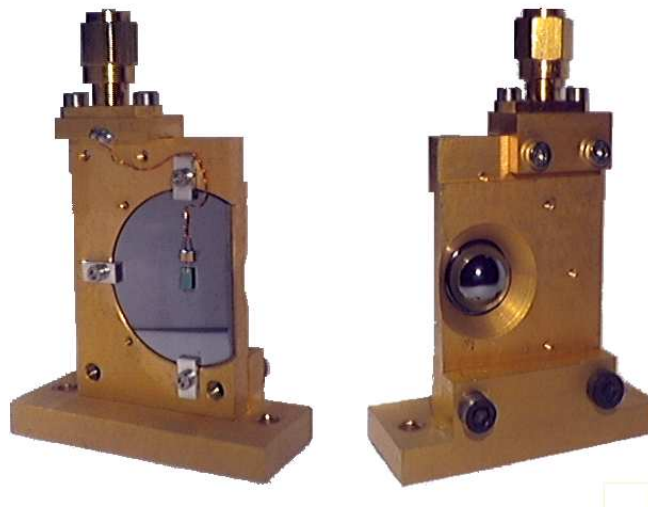
Das Substrat der verwendeten Photomischer hat nach dem Trennen der einzelnen Photomischer eine Größe von  $2 \times 3 \text{ mm}$  bei einer Substratdicke von 250  $\mu\text{m}$ . Um die Handhabung zu vereinfachen, wird das GaAs-Substrat auf eine Siliziumscheibe von einer Dicke von 2 mm mit einem UV-härtenden Kleber aufgeklebt und die Scheibe in dem in Abbildung 5.2 abgebildeten Mischerblock eingebaut. Auf der linken Seite ist dabei die dem Laser zugewandte Seite dargestellt. Deutlich ist der Photomischer mit der von oben kommenden Spannungsversorgung zu erkennen. Auf der rechts dargestellten Rückseite ist eine hemisphärische Silizium-Linse zu erkennen, die die abgestrahlte submm-Strahlung der Antenne kollimiert. Bei dem verwendeten Silizium für Scheibe und Linse handelt es sich um hoch reines, nicht dotiertes hochohmiges Silizium, so dass die Absorption der generierten submm-Strahlung vernachlässigt werden kann. In Abbildung 5.3 ist dieser Aufbau schematisch als Querschnitt dargestellt. Die verwendete hemisphärische Si-Linse mit einem Radius von  $r_{\text{Si}} = 10 \text{ mm}$  und das Si-Substrat mit einer Dicke von  $d_{\text{Si}} = 2 \text{ mm}$  bilden eine hypersphärische Linse, deren Brennpunkt mit

$$f = \frac{r_{\text{Si}} \cdot n_{\text{Si}}}{n_{\text{Si}} - 1} \quad n_{\text{Si}} = 3,42 \quad (5.2-1)$$

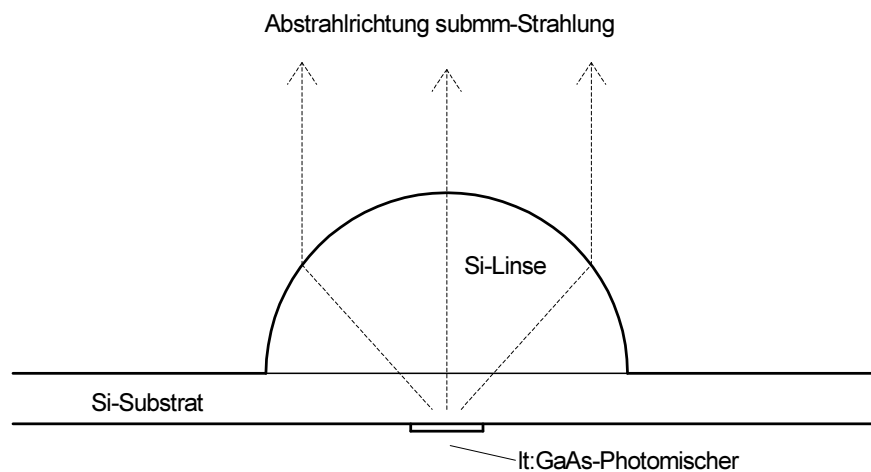
in bezug auf die Frontfläche geometrisch angenähert werden kann. Zusätzlich ist noch

---

<sup>1</sup> Form des Spaltes **ss**=spitz-spitz, **sf**=spitz-flach und **ff**=flach-flach,  $x$  Breite des Spaltes



**Abbildung 5.2 :** Für die durchgeführten Experimente benutzte Photomischer/Si-Linsen Halterung.



**Abbildung 5.3 :** Schematischer Schnitt durch Si-Linse/Si-Substrat Kombination.

die Dicke des GaAs-Substrates des Photomixers  $d_{\text{GaAs}} = 250 \mu\text{m}$  zu berücksichtigen. Dadurch erhält man einen Brennpunkt der  $183 \mu\text{m}$  vor dem eigentlichen Photomischer liegt.

Dieser Fehler relativiert sich dadurch, dass er bei Verwendung einer numerischen Simulation<sup>1</sup>, die das Nahfeld der untersuchten Antennen berücksichtigt, für die verwendeten Abmessungen dient, verschwindet. Auch zeigen die Divergenzmessungen der abgestrahlten **submm**-Strahlung, die im nächsten Abschnitt 5.3.2 beschrieben werden und in Tabelle 5.1 aufgelistet sind, dass die **submm**-Strahlung hinreichend mit einem Öffnungswinkel  $<5^\circ$  kollimiert ist.

Ein weiteres Problem bei diesem Ausbau stellt auch noch die Positionierung des Photomischer dar, welcher genau zentrisch zur Si-Linse aufgeklebt werden muss. Hierbei wird ein spezielles Mikroskop mit einer entsprechenden Justier-Vorkehrung benutzt. Dadurch konnte eine Genauigkeit von einigen  $\mu\text{m}$  erzielt werden<sup>2</sup>. Auch hierfür kann die Divergenzmessung im Abschnitt 5.3.2 zur Überprüfung verwendet werden. Dort zeigt sich, dass der festgestellte Fehlwinkel zur Normalen der Silizium Scheiben  $\phi_{\text{fehl}} < 1,5^\circ$  ist. Aus diesem Winkel und den Abmessungen der Si-Linse lässt sich die Justiergenauigkeit  $\Delta f_{xy}$  mit dem folgenden Zusammenhang unter Annahme einer Normalen Abstrahlung der Antenne

$$\Delta f_{xy} = \frac{\Delta\phi_{\text{fehl}} \cdot r_{\text{si}} \cdot \pi}{(n_{\text{si}} - 1) \cdot 180} \quad (5.2-2)$$

mit  $\Delta f_{xy} < 55 \mu\text{m}$  abschätzen. Diese Abweichung ist bei den durchgeführten Experimenten, wie sie in Kapitel 6 beschrieben werden, zu vernachlässigen und nur mit der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Messanordnung kontrolliert messbar.

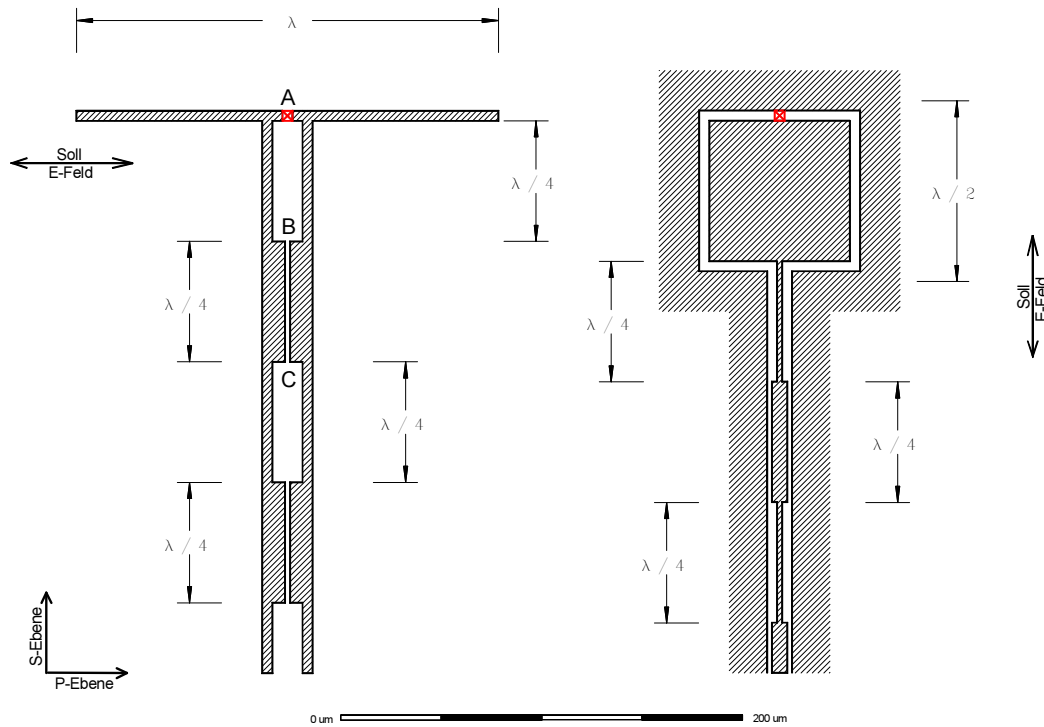
### 5.3 Verwendete Antennen/Filterstrukturen

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendeten Antennenstrukturen vorgestellt und ihre Eigenschaften vermessen, wobei besonders auf die Abstrahlcharakteristik und das Frequenzverhalten eingegangen wird. Für das Abstrahlverhalten spielt die im vorigen Abschnitt 5.2.2 vorgestellte Fokussierung mit Hilfe einer hemisphärischen Si-Linse eine bedeutende Rolle, wohingegen für das Frequenzverhalten die Geometrie der Antenne und ihrer Filter und Zuleitungen entscheidend sind.

---

<sup>1</sup> Die Simulation wurde unterstützend von Frank Schäfer, einem Mitarbeiter des MPIfR, durchgeführt.

<sup>2</sup> Das Aufkleben und Kontaktieren der Photomischer wurde unterstützend von Gundula Ludenhauser, einer Technikerin des MPIfR durchgeführt.



**Abbildung 5.4 :** Bei den Experimenten verwendete Antennenstrukturen mit der zu erwartenden Polarisation der emittierten submm-Strahlung.

### 5.3.1 Allgemeine Abmessungen der Filterstruktur

Für die durchgeführten Experimente sind zwei unterschiedliche Antennenstrukturen und unterschiedliche Filter in den Zuleitungen hergestellt und untersucht worden. Dabei werden als Referenz zwei Strukturen aus dem allgemeinen SOFIA-Projekt verwendet. Dabei handelt es sich um eine Dipol und eine Q-slot Struktur. In einem zweiten Schritt wird die Dipol Struktur leicht verändert, so dass versucht wird, die speziellen Eigenschaften der für diese Arbeit hergestellten und untersuchten Photomischer zu berücksichtigen. So unterscheidet sich die Antennenstruktur der speziell für diese Arbeit hergestellten Photomischer von der allgemeinen Serie.

Bei den verwendeten Antennenstrukturen handelt es sich um resonante Antennen, in deren Zuleitungen sich zusätzlich reflektive Block-Filter befinden. Als Zentralfrequenz wird 490 GHz gewählt. Dies entspricht einem radioastronomischen Fenster um 490 GHz. In Abbildung 5.4 sind zwei Antennenstrukturen, wie sie auch in Abbildung 5.1 ( $PM^{qslot}$ ,  $PM^{dipol}$ )

dargestellt sind, schematisch dargestellt. Hierbei handelt es sich einmal um eine  $\lambda$ -Dipol ( $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ ) und eine Quadrat-Slot ( $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ ) Struktur. Die in der Zeichnung angegebene Dimensionen beziehen sich auf die jeweilige effektive Wellenlänge der gewünschten Zentral-Frequenz in den einzelnen Abschnitten. Die absoluten Abmessungen ergeben sich unter Verwendung kommerzieller Simulation-tools<sup>1</sup> ( $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}=210\mu\text{m}$   $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}=90\times90\mu\text{m}$ ). Die speziell für diese Arbeit hergestellten Dipol-Antennen haben eine Länge von  $215\mu\text{m}$  und eine verkürzte Filterstruktur auf jeweils  $57\mu\text{m}$ , wobei der erste Filter-Block je nach Photomischer zusätzlich auf eine Länge von  $38\text{--}57\mu\text{m}$  verkürzt wird, um eine Kompensation der Kapazität der Photomischer durchzuführen<sup>2</sup>.

Zusätzlich ist auch die zu erwartende Polarisierung der emittierten submm-Strahlung dargestellt. Für die Dipol-Struktur wird diese experimentell in Abschnitt 5.3.4 untersucht und dort auch bestätigt.

Bei Betrachtung der Filterstruktur sind deutlich die  $\lambda/4$  Filterblöcke mit abwechselnder hoher und niedriger Impedanz zu erkennen. Sie bilden mit der eigentlichen Antenne einen Interferenzfilter, der durch teilweise Reflexion an den Impedanzsprüngen

$$p_{\text{ref}} = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \quad (5.3-1)$$

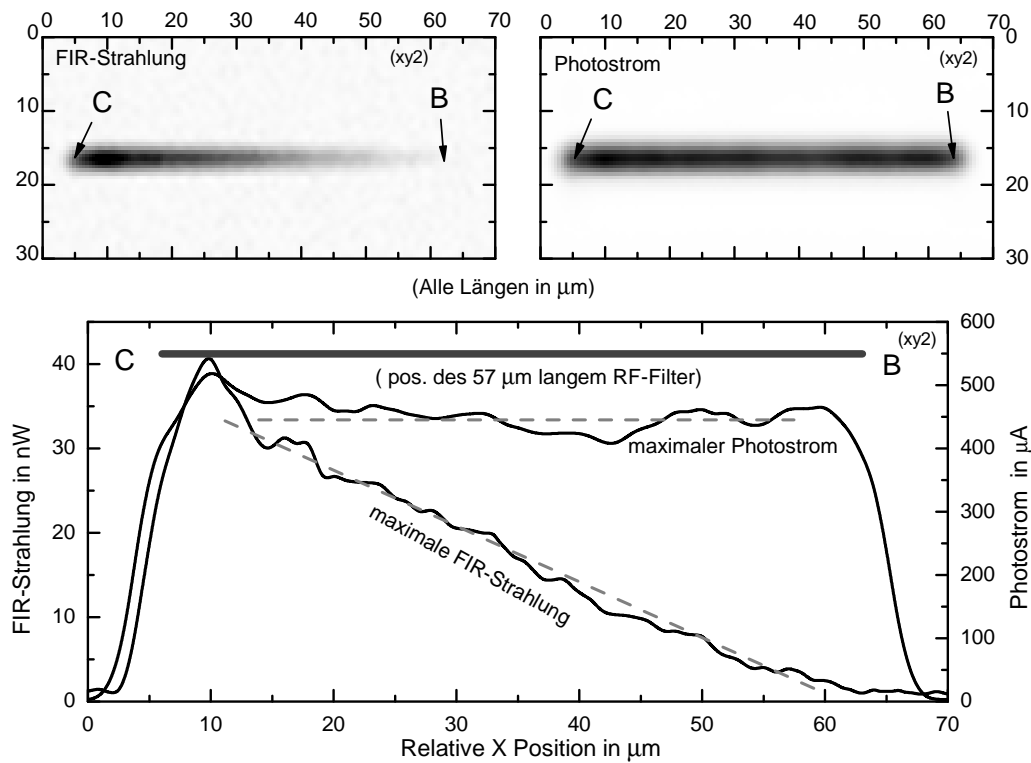
zwischen den Filterblöcken gebildet wird. Hierbei ist für eine Betrachtung ein zusätzlicher Phasensprung beim Übergang von Hi nach Low zu berücksichtigen, so dass es dann zu einer konstruktiven Interferenz in Richtung Antenne kommt. Bei dieser Filterstruktur ist allerdings zu beachten, dass sie bei idealen Bedingungen ohne Verluste innerhalb der Filterstruktur nicht funktioniert, sondern es nur unter Berücksichtigung der Verluste innerhalb der Filterblöcke zu einer gerichteten Reflexion in Richtung Antenne kommt.

Um die Funktionsweise dieser Filterstruktur experimentell zu bestätigen, wird die in Abbildung 5.5 dargestellte Messung durchgeführt. Hierbei wird die Antenne  $\text{Ant}_{10}^{\text{fs}}$  mit einer Filterblocklänge von  $57\mu\text{m}$  verwendet. Dabei wurde die Antenne nicht am Photomischer, zur Verdeutlichung in Abbildung 5.4 mit A gekennzeichnet, angeregt. Stattdessen wird entlang des Zwischenraums innerhalb des ersten  $\lambda/4$  Filterblocks, in Abbildung 5.4 mit B und C bezeichnet, mit der optimalen Differenz-Frequenz  $f_{490\text{GHz}}$  für diese Antennenstruktur, beleuchtet. Dabei kommt das in Abschnitt 3.3.3 besprochene Abscanverfahren zum Einsatz. Im oberen Teil der Abbildung 5.5 ist dieser zweidimensionale Scan über den Zwischenraum dargestellt. Die Antenne liegt auf der rechten Seite außerhalb des untersuchten Bereichs. Zur besseren Verdeutlichung der geometrischen Ausrichtung sind die Punkte B

---

<sup>1</sup> Die Simulation dieser Strukturen wurde innerhalb der Arbeitsgruppe unterstützend von Frank Schäfer durchgeführt <sup>2</sup> Diese Antennenstruktur wurde unterstützend innerhalb der Arbeitsgruppe von Ivan Camara nach Vorgabe der verwendeten Photomischerstruktur berechnet.



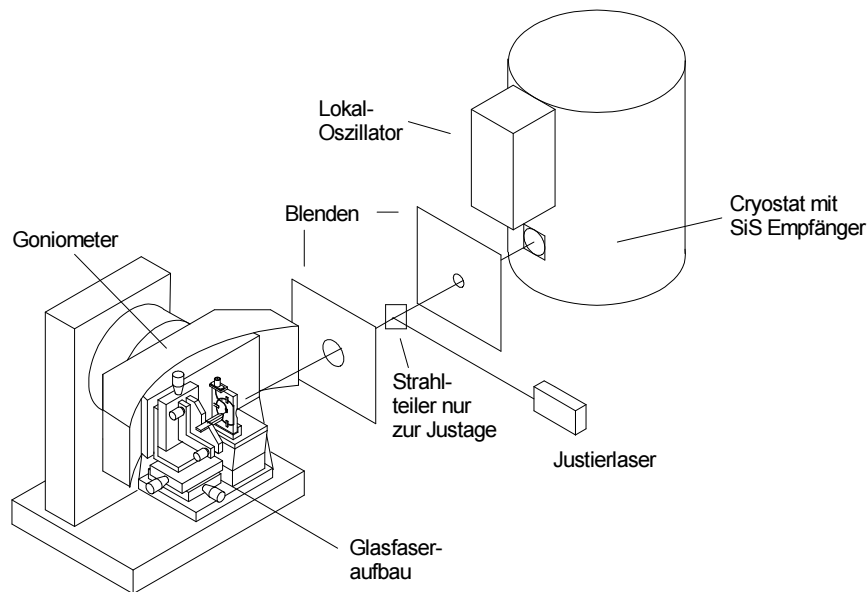


**Abbildung 5.5 :** RF- und DC-Verhalten der Filterstruktur bei Anregung innerhalb des ersten  $\lambda/4$  Filterelementes.

und C auch in Abbildung 5.4 eingezeichnet. Als Messgrößen ist einmal der DC-Strom  $I_{DC}$  und die durch die Antenne abgestrahlte **submm**-Strahlung  $P_{RF}$  dargestellt.

Zur qualitativen Analyse ist im unteren Teil ein Schnitt entlang des Zwischenraums mit jeweils dem maximalen Photostrom und der maximalen **submm**-Strahlung dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass die **submm**-Strahlung von Punkt C nach Punkt B linear abnimmt, bis sie bei B vollständig verschwindet, wohingegen der Photostrom annähernd konstant bleibt.

Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass die an dem Punkt C generierte Strahlung mit der Antenne in Resonanz steht, wohingegen bei Punkt B eine destruktive Interferenz in Richtung Antenne entsteht und die Leistung in die Zuleitung reflektiert wird. Dieses Verhalten bestätigt, dass es durch die Filterstruktur zu einer konstruktiven Bündelung in Richtung Antenne kommt.



**Abbildung 5.6 :** Der verwendete Goniometeraufbau für die Messung der Abstrahlprofile der Dipol( $\text{Ant}_{210}^{\text{dip}}$ ) und der Q-slot( $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ ) Antenne

Eine genauere Frequenzanalyse der Filterstruktur ist mit dieser Methode nur schwer zu realisieren. In Abschnitt 5.3.3 wird eine genauere Analyse des Frequenzverhaltens der Antennen/Filterstruktur durchgeführt, die zeigt, dass es notwendig ist, die Filterstruktur genau auf die resonante Antenne anzupassen, da es sonst zu einem Aufspalten des Maximums, wie er in den Messungen beobachtet wird, entsteht. Dadurch kann es dazu kommen, dass die maximale mögliche Leistung, die der Filter-Antennen-Komplex abstrahlt, reduziert wird.

### 5.3.2 Abstrahlungscharakteristik der $\text{Ant}_{210}^{\text{dip}}$ und $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ Antennenstruktur

Um die Abstrahlungscharakteristik der im vorigen Abschnitt vorgestellten Antennen  $\text{Ant}_{210}^{\text{dip}}$  und  $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$  zu untersuchen, wird folgende in Abbildung 5.6

dargestellte Messanordnung aufgebaut und verwendet. Den Kern bildet hierbei der in Abschnitt 3 vorgestellte Glasfaseraufbau, der hier in ein 2-Achsen Goniometer so eingebaut und justiert wurde, dass die Frontseite der Si-Linse genau dem Mittelpunkt der gekreuzten Goniometer entspricht. Als Detektor wird ein SiS-Empfänger mit einer hohen Empfindlichkeit verwendet. Dabei beträgt der Abstand der Antennen und der aktiven Ebene des

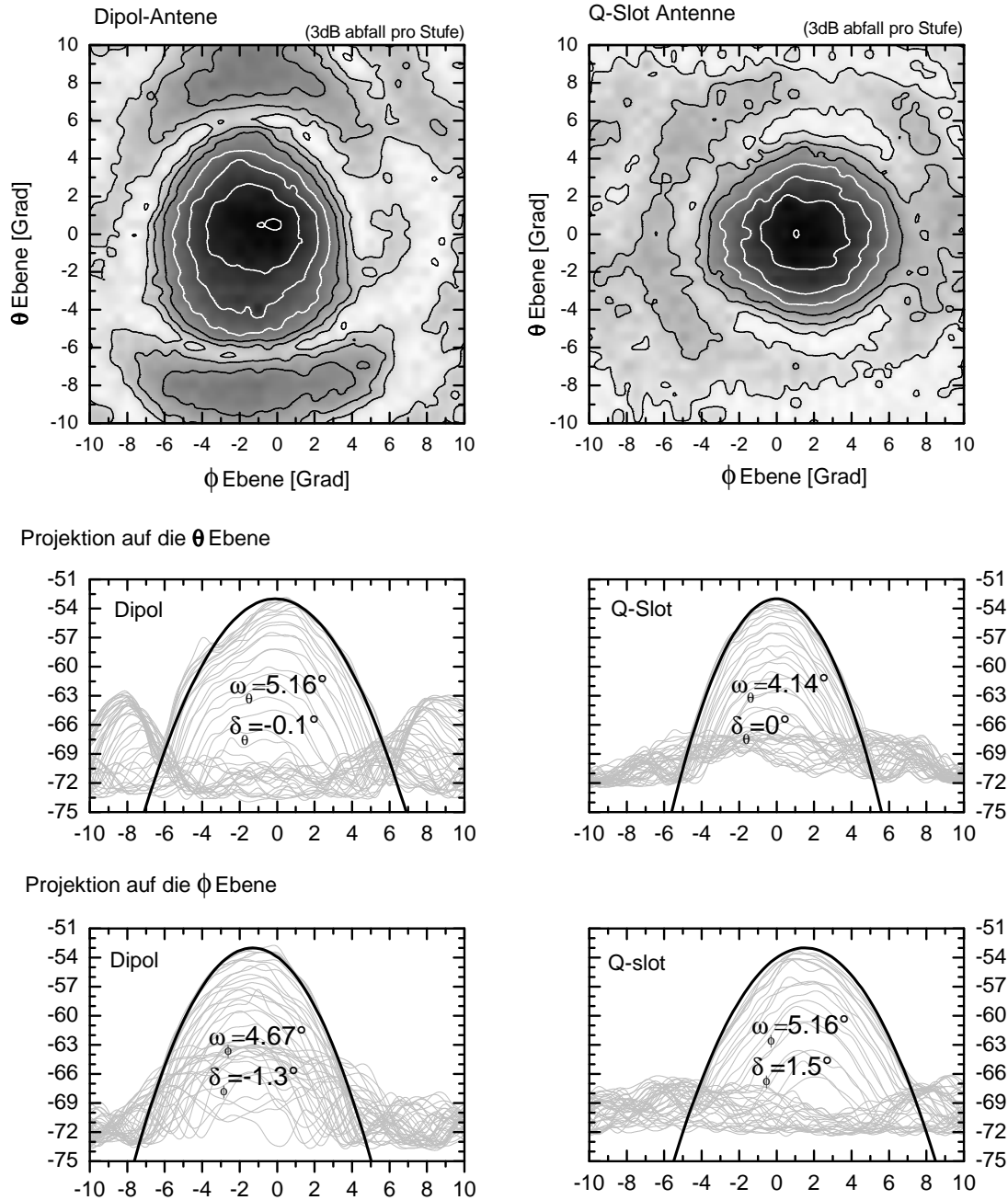


Abbildung 5.7 : Gemessenes Antennenprofil der Dipol- und der Q-slot-Antenne

	$\text{Ant}_{210}^{\text{dip}}$	$\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$
Int. Nebenkeulen	9 bB (12,6 %)	13 db (0,05 %)
Öffnungswinkel (3dB)	4,9°	4,6°
Astigmatismus	4,9 %	10,1 %
Fehlwinkel $\Theta$	-0,1°	0°
Fehlwinkel $\Phi$	-1,3°	1,5°

**Tabelle 5.1 :** Aus den Messungen gewonnene Abstrahlparamter der untersuchten Dipol- und Q-slot-Antennen

SiS-Empfänger 40 cm. Zwischen den Antennen und dem SiS-Empfänger sind zusätzlich 2 Blenden mit einem Durchmesser von je 2 cm eingesetzt. Dies ist notwendig, um Reflexionen an der Tischoberfläche, an der Optik und dem Fensterrand des SiS-Empfängers zu vermeiden. Für ein genaues Ausrichten wird der eingezeichnete Justierlaser verwendet, dessen Strahlung am Mischblock von der Si-Substratscheibe an einem Punkt genau neben der Si-Linse bei einer optimalen Normalen Ausrichtung in den SiS-Empfänger und zusätzlich noch in sich selber zurück reflektiert wird. Als Differenzfrequenz wird das Abstrahlmaximum der beiden Antennen  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}} \approx 450 \text{ GHz}$  und  $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}} \approx 490 \text{ GHz}$  verwendet. Vorversuche zeigen, dass die gesamte Leistung in einem Raumwinkel von  $\pm 10^\circ$  von der Normalen der Oberfläche abgestrahlt wird, so dass nur dieser Bereich genau untersucht werden muss. Dazu werden die zwei Goniometer elektrisch in einem Bereich von  $\pm 10^\circ$  mit der Hilfe eines LAB-VIEW Programms so verfahren, dass sie die Intensität innerhalb des gesamten Winkelbereichs orts aufgelöst erfassen.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.7 und Tabelle 5.1 dargestellt. Im oberen Teil ist das Strahlungsprofil des Dipoles und des Q-slots dargestellt. Zu einer besseren Auswertung sind die beiden Strahlungsprofile in den unteren Teilbildern jeweils in die  $\Theta$  und  $\Phi$  Ebene projiziert. Dabei ist das maximale Strahlprofil in guter Näherung bei dieser halblogarithmischen Darstellung mit einem parabelförmigen Intensitätsverlauf anzupassen. Dieser parabelförmige Verlauf stellt in der gewählten halblogarithmischen Darstellung eine gaussförmige Intensitätsverteilung dar. Aus dieser Anpassung lassen sich die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Parameter für die emittierte submm-Strahlung bei Verwendung der unterschiedlichen Antennen ablesen.

Diese Parameter bestätigen, dass beide Strukturen in Bezug auf das abgestrahlte Strahlprofil bei den weiteren Experimenten verwendet werden können. Dabei spiegeln die bei dieser Messung beobachteten Nebenmaxima nicht den Nebenmaxima der nicht fokussierten

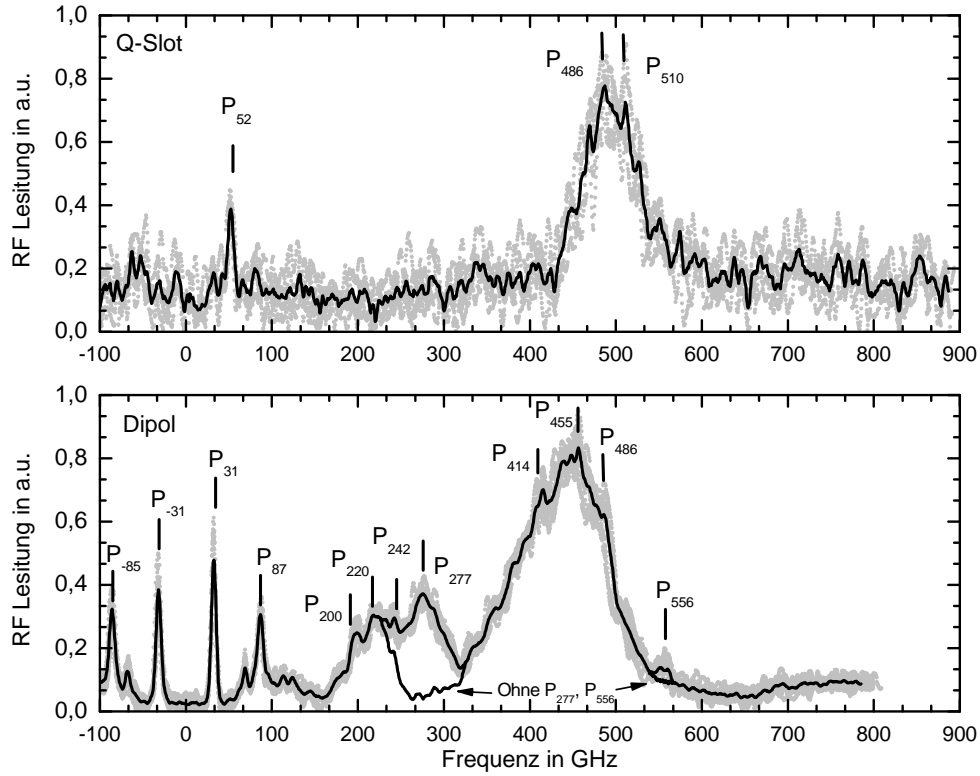
Antenne wieder. Diese würden beim Dipol nämlich in der  $\Phi$  und nicht wie beobachtet in der  $\Theta$  liegen. Die beobachteten Nebenmaxima ergeben sich aus dem Zusammenspiel von Antenne, Filter und Si-Linse. Die beobachteten Fehlwinkel zeigen auch, wie in Abschnitt 5.2.2 dargelegt, dass die Antennen und die Si-Linse richtig justiert sind.

### 5.3.3 Frequenzverhalten der $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ und $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ Antennenstruktur

Nachdem die Abstrahlcharakteristik im letzten Abschnitt untersucht wird, wird in diesem Abschnitt das Abstimmverhalten bezüglich der Anregungsfrequenz der verwendeten Antennen/Filterstrukturen untersucht. Dazu wird die in Abschnitt B.1 beschriebene Golay-Zelle als breitbandiger Empfänger benutzt. Dabei wird die Hornöffnung der Golay-Zelle in einem geringen Abstand  $\approx 5$  cm vor den Mischer-Block mit dem Photomischer gestellt. Da dieses Messsystem polaritätsunabhängig arbeitet, findet eine gesonderte Betrachtung des Polarisationsverhaltens der untersuchten Strukturen in Abschnitt 5.3.4 statt. Als Messstrategie wird der dynamische Frequenzscan der Laser, wie er in Abschnitt 2.3.3 beschrieben wird, eingesetzt. Dabei werden nach dem Start der Laser in regelmäßigen Abständen mit Hilfe eines Lab-View Programmes die Messpunkte kontinuierlich aufgenommen. Hierbei wird bewusst ein deutliches Übersampling der Messpunkte durchgeführt, so dass das Rauschen mit Hilfe eines gleitenden Durchschnittes reduziert werden kann. Zusätzlich sind für die in Abbildung 5.8 dargestellten Daten bis zu 10 Frequenzscans überlagert worden, so dass pro Messung bis zu 20.000 Messpunkte an Rohdaten zur Verfügung stehen. In den nachfolgenden Darstellungen sind hierbei die Einzelmessungen als Punkte und die Mittelung als durchgezeichnete Linie dargestellt. Für die nötige Frequenznormierung der Messdaten wird sowohl der Timestamp jeder Einzelmessung und die Scan-Geschwindigkeit als auch der in Abschnitt B.2 beschriebene optische Spektrumanalysator verwendet. Zu einer genauen Mittelung mehrerer Einzelscans unterhalb der Frequenzauflösung der anderen Methoden werden als Fixpunkte im weiteren Verlauf näher beschriebene niederfrequente Emissionen um 31 GHz und 86 GHz beziehungsweise 52 GHz erfolgreich verwendet.

In Abbildung 5.8 ist die Frequenzabhängigkeit der Dipol( $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$ ) und der Q-slot( $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ ) Antenne dargestellt. Beide sind nach Abschnitt 5.3 nominell für eine Zentralfrequenz  $f_z$  von  $f_z = 490$  GHz entworfen. Bei den durchgeführten Messungen ist allerdings deutlich zu erkennen, dass das Maximum von  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  im Experiment bei  $P_{455}$  mit  $P_{455}=455$  GHz liegt<sup>1</sup>. Auch ist zu erkennen, dass beim Q-slot die Emission um die halbe Maximalfrequenz  $f_z/2$  nicht vorhanden ist. Dies legt nahe, dass diese Emission ebenfalls von dem Dipol, wie

<sup>1</sup> Für eine leichte Identifizierung der einzelnen Spitzen innerhalb der Spektren wird die Frequenz in GHz als Index den einzelnen Spitzen zugeordnet  $P_x \triangleq$  Spitze bei  $x$  GHz



**Abbildung 5.8 :** Vergleich der Frequenzabhängigkeit von Dipol( $\text{Ant}_{210}^{\text{dip}}$ ) und Q-slot( $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ ) Antennen von DC bis 800 GHz

die Antennentheorie vorhersagt, abgestrahlt wird, da die Filter von  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  und  $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$  ähnliche Eigenschaften haben.

Auch lassen sich die einzelnen Strukturen der Hauptemission von  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  bei 450 GHz Peaks der in der Nebenemission bei halber Frequenz recht genau zuordnen.

$$\begin{aligned}
 P_{414} &\approx 2 \cdot P_{200} & \Delta f &= 14 \text{ GHz} \\
 P_{455} &\approx 2 \cdot P_{220} & \Delta f &= 15 \text{ GHz} \\
 P_{486} &\approx 2 \cdot P_{242} & \Delta f &= 2 \text{ GHz} \\
 P_{556} &\approx 2 \cdot P_{277} & \Delta f &= 2 \text{ GHz}
 \end{aligned} \tag{5.3-2}$$

Dabei spielt das letzte Paar  $P_{566}$  und  $P_{277}$  eine Sonderrolle. Dieses Paar lässt sich als

$$\begin{aligned} P_{277} &\approx 2/3 \cdot P_{414} & \Delta f &= 1 \text{ GHz} \\ P_{556} &\approx 4/3 \cdot P_{414} & \Delta f &= 4 \text{ GHz} \end{aligned} \quad (5.3-3)$$

deuten und stellt eine ungewünschte asymmetrisch gespeiste resonante Antenne der beiden  $\lambda/2$  Dipolteile und des ersten Abschnittes  $\lambda/4$  der Zuleitung dar, so dass sich eine Antenne von

$$\lambda/2 + \lambda/4 + \lambda/4 + \lambda/2 = 3/2 \lambda \quad (5.3-4)$$

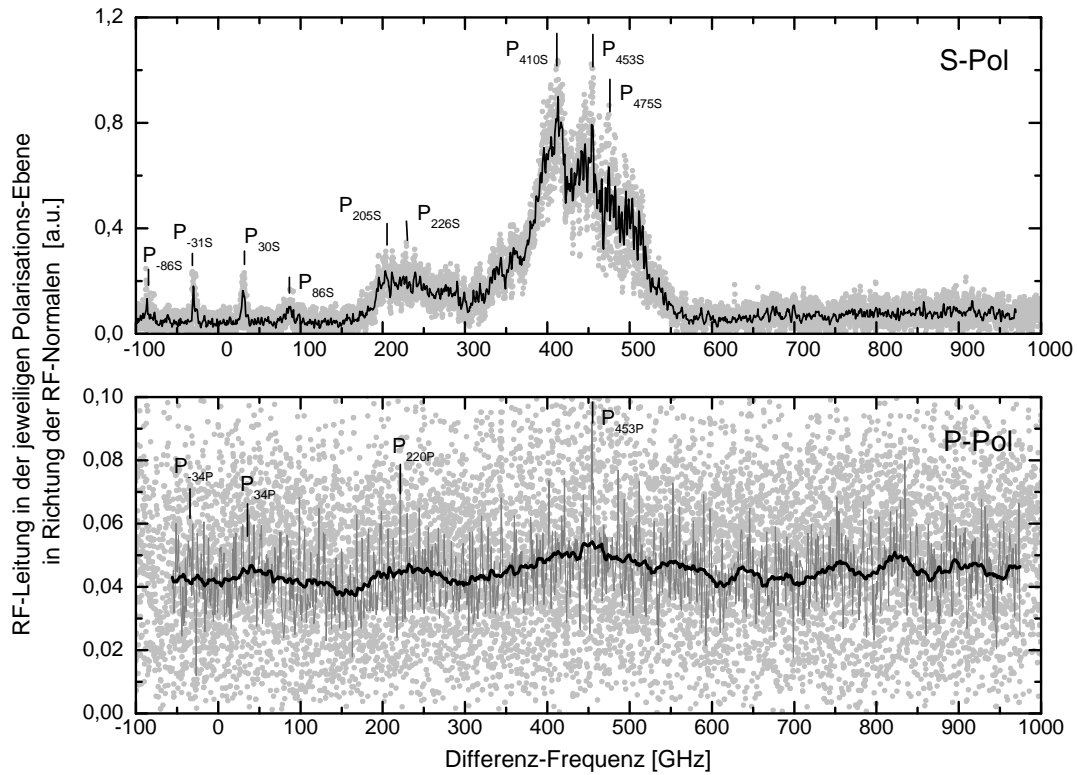
bildet. Subtrahiert man  $P_{277}$  und  $P_{556}$  wie in Abbildung 5.8 angedeutet, stellt sich die  $f_z$  und  $f_{z/2}$  Emission deutlich besser als getrennte Spitzen dar.

Die Ursache der schmalbandigen Peaks  $P_{414}$ - $P_{486}$  um  $f_z$  und  $P_{200}$ - $P_{242}$  um  $f_{z/2}$  ist in den Seitenbändern der verwendeten Filterstruktur zu suchen. Ähnliche Peaks sind auch bei der  $f_z$  Emission der Q-slot Antenne zu beobachten. Dabei ist zu beachten, dass die Abstände zwischen den einzelnen Peaks sich nicht mit der vorhanden Oszillation des Lasersystems alle 20 GHz(95.8 GHz), wie in Abschnitt 2.3.3 und 2.3.4 beschrieben, zu erklären sind.

Die schmalbandigen Peaks um den Nullpunkt  $P_{311}$  und  $P_{871}$  stellen Resonanzen der Zuleitungen mit den Filterstrukturen dar und dienen bei den Messungen als Fixpunkte zur Nullpunktbestimmung. So ist es möglich, mehrere Einzelmessungen passgenau übereinander zu legen.  $P_{87}$  und  $P_{85}$  lässt sich dabei als Resonanz der Filterblöcke im Ganzen mit dem co-planaren Zuleitungsteil ansehen. Für  $P_{31}$  und  $P_{31}$  ist wahrscheinlich die Resonanz der gesamten Zuleitung und dem V-förmigen Anschluss zu den Bondpads verantwortlich. Bei der Q-slot-Antenne fehlt die co-planare Zuleitung, so dass nur ein Peak  $P_{52}$  entsteht. Ein Vergleich der Ant<sub>210</sub><sup>dipol</sup> mit den Filter/Antennenstrukturen der Photomischer mit veränderter Filterstruktur wird in Abschnitt 5.3.5 behandelt.

#### 5.3.4 Polarisations-Eigenschaften der Ant<sub>210</sub><sup>dipol</sup> Antennenstruktur

Bei den im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Messungen wird die Polarisation der von der Antenne emittierten Strahlung nicht berücksichtigt und nur die Summe aller Polarisationen gemessen. Um nun eine Aussage über die Art der Polarisation zu erhalten, die die Antenne erzeugt, wird zwischen der Golay und der Antenne ein drehbarer Polarisator in Form eines Wire-Grids gestellt. Dieses Gitter lässt nur senkrecht zu den Drähten orientierte Strahlung ohne Verluste das Gitter passieren und reflektiert parallel zu den Drähten orientierte Strahlung. Durch Drehen dieses Gitters kann mit der Golay-Zelle auch polarisationssensitiv gemessen werden.

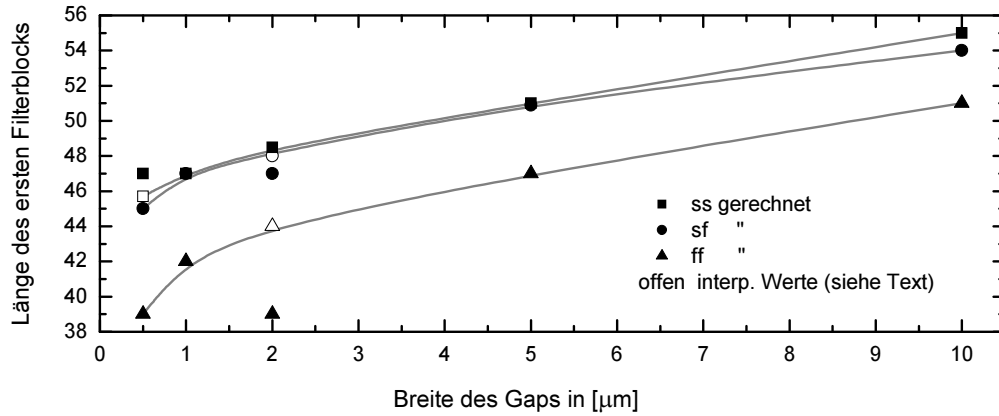


**Abbildung 5.9 :** Messung der Polarisations Ebene der Dipol-Antenne  $\text{Ant}_1^{\text{ff}}$  bei Frequenzen von DC bis 950 GHz.

Dabei liegt es nahe, die P-Ebene parallel zur Antenne und damit auch parallel zur optischen Bank und die S-Ebene senkrecht dazu zu untersuchen<sup>1</sup>. Vorversuche bestätigen, dass diese Einteilung sinnvoll ist. In Abbildung 5.9 ist ein Frequenzscan bei Verwendung der Antenne  $\text{Ant}_1^{\text{ff}}$  dargestellt. Im oberen Teil ist hierbei die P-Ebene und im unteren Teil die dazu senkrecht stehende S-Ebene dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass  $\approx 90\%$  der Leistung wie erwartet in der P-Ebene abgestrahlt wird. Trotzdem ist auch bei  $f_z$  und  $f_{z/2}$  eine erhöhte Emission in der S-Ebene zu beobachten, bedingt durch die geringe Intensität sind einzelne Maxima aber nur andeutungsweise zu erkennen. Diese Messung zeigt, dass tatsächlich nur der Dipol der Antenne als einzige Struktur, welche parallel zur P-Ebene orientiert ist, nennenswerte Strahlung in Richtung P-Ebene emittiert.

<sup>1</sup> Zur Orientierung siehe auch Abbildung 5.4





**Abbildung 5.10 :** Modifizierte Länge der ersten  $\lambda/4$  Filterleitung bei den modifizierten Antennenlayouts der untersuchten  $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$  Serien

### 5.3.5 Modifizierte Antennenstruktur $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ , $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$ und $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$

Für die speziell für diese Arbeit hergestellten Photomischer  $\text{PM}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{PM}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$  ist jeweils individuell versucht worden, die Antennen/Filterstruktur zu modifizieren, so dass die unterschiedlichen Kapazitäten, die durch die variierten Photomischer entstehen, kompensiert werden. Dazu ist der Dipol generell auf  $215\mu\text{m}$  verlängert worden und die erste  $\lambda/4$  Filterleitung auf individuell berechnete  $39\text{--}55\mu\text{m}$  verkürzt worden. Die restlichen Filterblöcke haben anschließend eine konstante Länge von  $57\mu\text{m}$ <sup>1</sup>. In Abbildung 5.10 ist die Länge des ersten Filterelements der drei untersuchten Serien  $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$  in Abhängigkeit der Gap-Breite dargestellt. Dabei zeigt die Berechnung, wie zu erwarten, dass mit Verkleinerung des Gaps und einer entsprechenden Steigerung der Kapazität diese durch eine Verkürzung des Filterblocks kompensiert werden soll. Auch zeigt sich, dass wie erwartet die  $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$  jeweils die höchste Kapazität gefolgt von den jeweiligen  $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$  aufweist. Allerdings ist zu beobachten, dass bei  $\text{Ant}_2^{\text{ff}}$ ,  $\text{Ant}_2^{\text{sf}}$  und  $\text{Ant}_{05}^{\text{ss}}$  dieser Trend unterbrochen wird. Als Grund hierfür sind Ungenauigkeiten in der komplizierten Art der Durchführung der Berechnung anzusehen und müssen auch bei den Experimenten in Kapitel 6 berücksichtigt werden.

Vergleicht man nun das Frequenzverhalten der  $\text{Ant}_1^{\text{ff}}$ , das ja in Abbildung 5.9 gemessen wird, mit den Messungen der  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  aus Abbildung 5.8, ist festzustellen, dass trotz einer Verlängerung des Dipols um 2 % und eine Verkürzung der allgemeinen Filterstruktur um

<sup>1</sup> Diese Berechnungen wurden eigenständig von Ivan Camara, einem Mitarbeiter der Arbeitsgruppe, durchgeführt

5 % es im Rahmen der Messung zu keiner eindeutigen Verschiebung des Leistungsprofils kommt. Auch lassen sich die Emissions-Peaks wie bei der Beschreibung von  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  auch in Paaren anordnen

$$\begin{aligned} P_{410p} &\approx 2 \cdot P_{206} & \Delta f &= 2 \text{ GHz} \\ P_{453p} &\approx 2 \cdot P_{226} & \Delta f &= 1 \text{ GHz} \\ P_{475p} &\approx 2 \cdot P_{239} & \Delta f &= 3 \text{ GHz} . \end{aligned} \tag{5.3-5}$$

Allerdings ist bei der modifizierten Struktur von  $\text{Ant}_1^{\text{ff}}$  ein deutliches Auffächern in zwei Hauptmaxima  $P_{410p}$  und  $P_{453p}$  zu beobachten. Zusätzlich ist eine Verbreiterung des Profils zu höheren Frequenzen hin zu beobachten. Ebenfalls ist der bei  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  deutlich sichtbare Peak  $P_{277}$  bei  $\text{Ant}_1^{\text{ff}}$  fast völlig verschwunden.

Dieses Auffächern und das Verschwinden des Peaks  $P_{277}$  ist durch eine fehlerhafte Abstimmung der Antenne mit der Filterstruktur anzusehen, so dass sie nicht mehr in Resonanz untereinander stehen. Somit sind die Abmessungen der ursprünglichen Dipolantennen  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  für weiterführende Experimente vorzuziehen. Da es weiterhin keine Vergleichsstrukturen der Serien  $\text{PM}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{PM}_x^{\text{sf}}$  und  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$  mit einer Antenne des Types  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  zur Verfügung stehen, ist ein direkter Vergleich der Effizienz beider Strukturen nicht möglich. Somit kann auch nicht festgestellt werden, ob die durchgeführte Anpassung der Photomischer an die Antenne durch den verkürzten ersten Filterblock einen über die Aufspaltung gehenden Einfluss auf die Abstrahlcharakteristik in bezug auf die maximale Abstrahlleistung der Antennen hat.

#### 5.4 Bewertung der verwendeten LT-GaAs Photomischer/Antennenstrukturen

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs Photomischer vorgestellt und die verwendeten Antennen/Filterstrukturen beschrieben und ihre Eigenschaften bezüglich ihrer räumlichen Abstrahlung sowie ihrem Frequenzverhalten hin untersucht. Bei diesen Messungen zeigt sich, dass das räumliche und frequenzabhängige Abstrahlverhalten der ursprünglichen verwendeten Strukturen  $\text{Ant}_{210}^{\text{dipol}}$  und  $\text{Ant}_{90}^{\text{qslot}}$ , wie sie in Abbildung 5.4 Anwendung finden, dem der Theorie entspricht. Auch lassen sich im Frequenzverhalten die einzelnen Strukturen untereinander und den entsprechenden Antennen/Filter- Dimensionen zuordnen.

Bei den modifizierten Strukturen der  $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ ,  $\text{Ant}_x^{\text{fs}}$  und  $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$  nach Abschnitt 5.3.5 ist allerdings deutlich zu erkennen, wie empfindlich diese Abstimmung Antenne/Filter ist. Dies

ist an dem dort beobachteten Aufspalten des Hauptmaximums leicht zu erkennen.

Als Konsequenz ist es notwendig, für die weiteren Experimente aus diesen gewonnenen Daten, die verwendete Berechnung der Antennen/Filterstruktur so anzupassen, dass Antenne und Filter optimal zusammenpassen. Denn nur so ist eine optimale Abstrahlung der im Photomischer generierten submm-Strahlung zu gewährleisten.

Die in Abschnitt 5.1.3 vorgestellte Beschreibung der DC-Photostrom Generierung konnte ebenfalls durch DC-Messungen und der entsprechenden numerischen Umsetzung der Beschreibung, wie sie in Kapitel 4 vorgestellt wird, bestätigt werden. Eine Betrachtung der generierten submm-Strahlung im Vergleich zum DC-Photostrom wird im nächsten Kapitel 6 durchgeführt und dort gesondert bewertet.

(Leerseite)

## Kapitel 6

### An den LT-GaAs-Photomischern durchgeführten Nahfeld-Messungen

In diesem Kapitel werden die im letzten Kapitel 5 vorgestellten LT-GaAs-Photomischer mit Hilfe des in Kapitel 2 beschriebenen Lasersystems und unter Verwendung der ortsauflösten Nahfeld-Beleuchtung, wie sie in Kapitel 3 dargestellt ist, untersucht und damit die Möglichkeiten, die die Nahfeld-Beleuchtung bietet, aufgezeichnet.

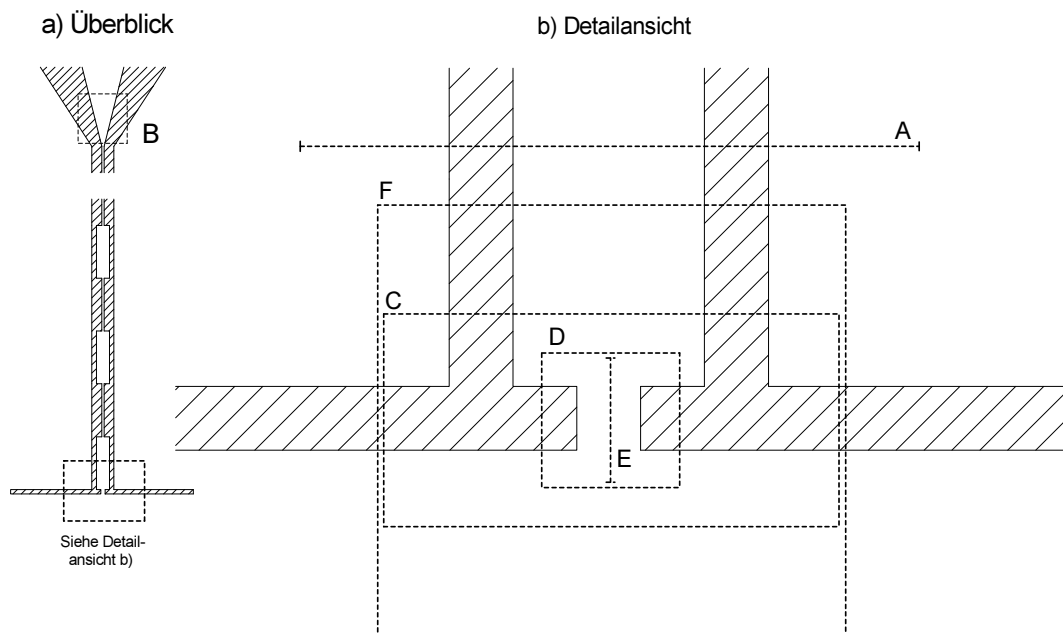
Dabei wird sich auf die speziell für diese Arbeit gefertigten Photomischer der Serien  $PM_x^{ff}$ ,  $PM_x^{sf}$  und  $PM_x^{ss}$ , wie sie in Abbildung 5.1 dargestellt sind, konzentriert. Zusätzlich konnten parallel zu den für diese Arbeit untersuchten Photomischern die allgemeinen Photomischer, die im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Jülich für das SOFIA-Projekt gefertigt worden sind, erfolgreich mit diesen oder direkt auf ihnen abgeleiteten Messungen vermessen werden.

Von jeder Variante der untersuchten  $PM_x^{ff}$ ,  $PM_x^{sf}$  und  $PM_x^{ss}$  Serien stehen bedingt durch die Herstellung durch Elektronenstrahl-Lithographie nur jeweils ein Exemplar zur Verfügung. Zusätzlich zeigt sich, dass einige der Varianten einen Kurzschluss oder eine fehlerhafte Metallisierung aufwiesen<sup>1</sup>. Die Messergebnisse der fehlenden Varianten können aber durch Interpolation und unter Verwendung der in Kapitel 4 beschriebenen numerischen Simulation berechnet werden. Zusätzlich wird das verwendete Messkonzept den Erfordernissen der unterschiedlichen Serien sowie den jeweils untersuchten Effekten angepasst.

Vorversuche zeigen, dass sowohl bei den in dieser Arbeit, wie auch in den meisten der allgemeinen Photomischer des SOFIA-Projektes, in den Kennlinien mehrere Effekte zu beobachten sind, die qualitativ nur mit einer genauen ortsauflösten Beleuchtung, wie sie in dieser Arbeit benutzt wird, zu erfassen sind. Diese Effekte, die sich einmal auf die Erzeugung von DC-Photostrom bei einseitiger Beleuchtung einer Elektrode in Abhängigkeit der Stärke und Polarität des elektrischen Feldes, wie auch ein Sättigungsverhalten der durch die Photomischer generierte submm-Strahlung beziehen, werden bei den vorgestellten Messungen besonders berücksichtigt.

---

<sup>1</sup>  $PM_{05}^{sf}$ ,  $PM_{05}^{ff}$ ,  $PM_{05}^{ff}$ (kein RF) und  $PM_{10}^{ff}$  sind defekt produziert worden oder beim Transport beschädigt worden.

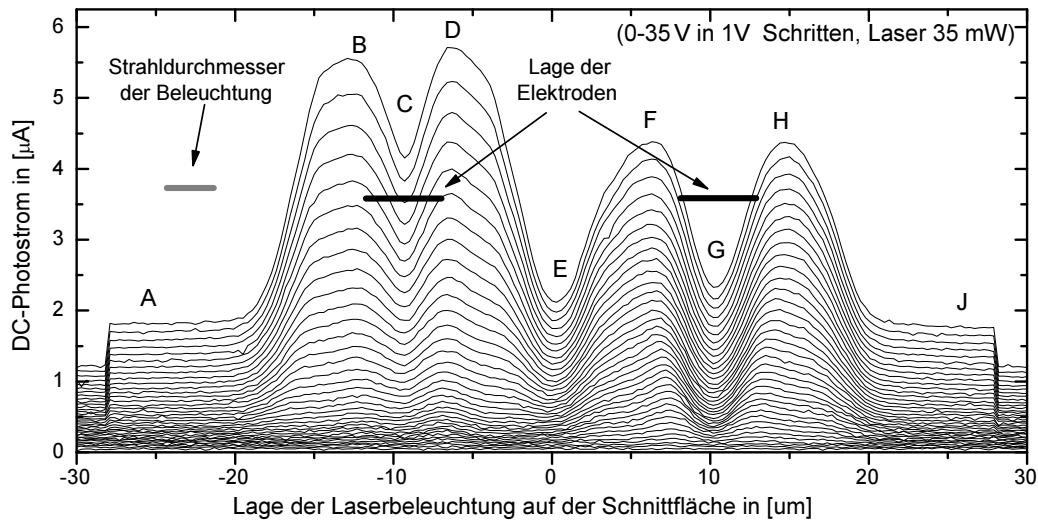


**Abbildung 6.1 :** Gesammelte Übersicht über die bei den Versuchen verwendeten 2D-Flächen und 1D-Schnitte in bezug auf die untersuchten Photomischerstrukturen, dargestellt am Beispiel von  $PM_5^{ff}$ : a) Überblick, b) Detailansicht.

Für einen Großteil der durchgeführten Messungen und der anschließenden Interpretation der gewonnenen Daten ist es notwendig, den Überblick über die benutzten 2D-Flächen, wie auch die verwendeten 1D-Schnitte, die mit der orts aufgelösten Nahfeld-Beleuchtung untersucht werden, zu erhalten. In Abbildung 6.1 sind deshalb gesammelt für die in diesem Kapitel durchgeführten Messungen die entsprechenden Flächen und Schnitte, soweit sie für das Verständnis der einzelnen Messungen nötig sind, eingezeichnet. Bei den einzelnen Messungen im Verlauf dieses Kapitels werden dann die einzelnen Flächen und Schnitte den jeweiligen untersuchten 2D-Flächen oder 1D-Schnitten zugeordnet.

## 6.1 DC-Photostrom Messung bei einseitiger Beleuchtung der Metallisierung

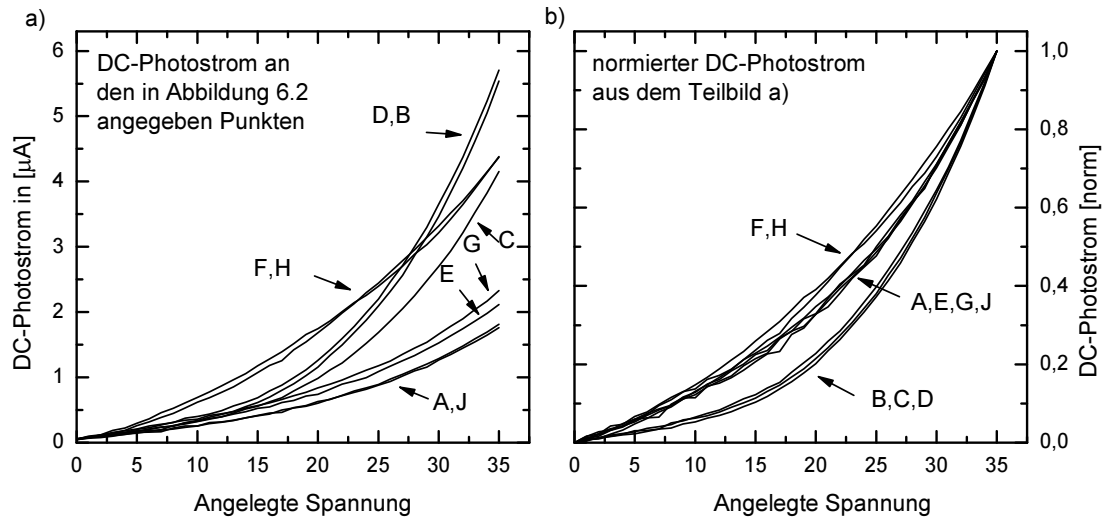
Vorversuche zeigen, dass ein schwacher DC-Strom auch bei einseitigem Beleuchten der Elektroden, abhängig von der angelegten Spannung sowie deren Polarität, entsteht. Wie in



**Abbildung 6.2 :** DC-Photostrom an der Koplanaren-Zuleitung, bei starker Fokussierung der Beleuchtung (1D-Schnitt A in Abbildung 6.1).

Kapitel 4 beschrieben wird, stellt eine einseitige oder zu stark fokussierte Beleuchtung der Photomischer keine vollständige „Ladungsbrücke“ her, so dass bedingt durch die kurze Ladungsträgerzeit der unbeleuchtete Teil als Isolator wirkt und es somit nach dem einfachen Bild nach der Betrachtung in Abschnitt 5.1.3 und wie es bei der numerischen Simulation nach Kapitel 4 Anwendung findet, kein derartiger Strom zu erwarten wäre. Um diesen Effekt quantitativ zu untersuchen, werden die in den beiden nächsten Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 beschriebenen Messungen durchgeführt. Eine Diskussion der Ergebnisse schließt sich dann in Abschnitt 6.1.4 an. Der bei den Messungen durch diese einseitige Beleuchtung generierte Photostrom liegt in einem Bereich  $< 6 \mu\text{A}$ . Das durch diesen Photostrom generierte **submm**-Signal ist mit der zur Verfügung stehenden Golayzelle nicht messbar gewesen<sup>1</sup>, deshalb kann bei diesen Betrachtungen nur der DC-Photostrom berücksichtigt werden. Ein Kontrollversuch zeigt, dass wirklich keine **submm**-Signale bei dieser Beleuchtung generiert werden. Da der DC-Photostrom nicht von dem Ort der Anregung sondern nur von seiner Geometrie abhängt, siehe dazu auch die Messung in Abschnitt 5.3.1, können die Messungen auch innerhalb der Zuleitungen oder der Filterstruktur erfolgen, so dass verschiedene geometrische Anordnungen der Elektroden unabhängig der konkreten Photomischerstruktur untersucht werden können.

<sup>1</sup> Messungen zeigen, dass  $\approx 50 \mu\text{A}$  notwendig sind, um ein messbares **submm**-Signal zu generieren.



**Abbildung 6.3 :** Betrachtung des DC-Photostroms an der Koplanaren-Zuleitung bei starker Fokussierung der Beleuchtung an den in Abbildung 6.2 eingezeichneten Punkten: a) absolute Werte, b) normierte DC-Photostrom.

### 6.1.1 DC-Photostrom an der Koplanaren-Zuleitung

Um das Verhalten des DC-Photostroms bei einer einseitigen Beleuchtung zu untersuchen, wird der DC-Photostrom bei möglichst konzentrierter Fokussierung entlang des in Abbildung 6.1 dargestellten 1D-Schnittes A über die Filterleitung untersucht. Der so aufgezeichnete DC-Photostrom ist in der Abbildung 6.2 für eine Vorspannung von 0-35 V in 1 Volt Schritten dargestellt. Die mit dem Buchstaben A bis J bezeichneten Stellen sind zusätzlich zur besseren Verdeutlichung in Abhängigkeit der Vorspannung in Teilbild a) der Abbildung 6.3 und in normierter Form in Teilbild b) dargestellt. Die Lage der Metallisierung ergibt sich aus der hier nicht dargestellten parallel nach Abschnitt 3.3.2 gemessenen optischen Reflektivität der Koplanaren-Zuleitung.

Eine Kontrollmessung mit vertauschten Polaritäten liefert ein erwartetes spiegelsymmetrisches Verhalten der Messergebnisse. Bei Betrachtung der Abbildung 6.2 ist dabei deutlich die unerwartete Erhöhung des Stromflusses zu erkennen, wenn die Beleuchtung an den Rändern der Metallisierung beider Elektroden (B,D) und (F,H) erfolgt. Die Erhöhung in der Mitte (E) hingegen entspricht der erwarteten Erhöhung durch das einfache Modell. Bei der normierten Darstellung des DC-Photostromes in Teilbild b) der Abbildung 6.3 ist zu



erkennen, dass sich die Messpunkte A bis J in drei Gruppen (F,H), (A,E,G,J) und (B,C,D) einordnen lassen. Bei Vernachlässigung der Punkte (C,G), die genau auf den Elektroden liegen, korrespondieren diese drei Gruppen mit der benutzten Geometrie.

Gruppe	Geometrie
(B,D)	linke Elektrode
(F,H)	rechte Elektrode
(A,E,J)	freier Raum

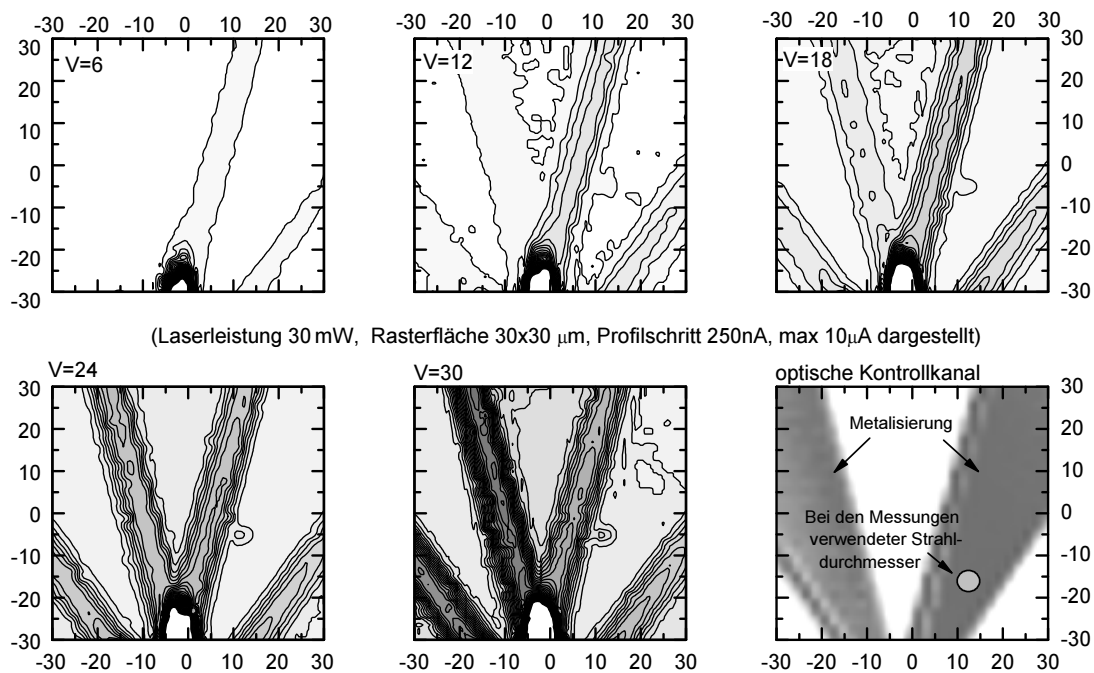
Die Punkte (C,G) liegen genau auf den Elektroden. An diesen Stellen wird durch Mehrfachreflexion, wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, ein Teil der Laserleistung gestreut. Diese Streuung ist nur schwer zu kontrollieren, so entspricht bei der durchgeführten Messung Punkt C mehr der Gruppe (B,D) und Punkt G mehr der Gruppe (A,E,J).

Bei Betrachtung des ähnlichen Stromflusses im freien Raum Punkte (A,J) und dem Stromfluss zwischen den Elektroden Punkt (E), sowie den annähernd gleichen Stromfluss an Innen- und Außenseite der Elektroden Punkte (B,D) und Punkte (F,H) ist festzustellen, dass die Stromstärke weitgehend unabhängig in bezug auf das durch die Vorspannung erzeugte elektrische Feld zwischen den Elektroden ist, sondern nur von der Vorspannung selbst abhängt. Dies liegt genau im Gegensatz zu der theoretischen Betrachtung in Abschnitt 5.1.3 bei der das elektrische Feld zwischen den Elektroden als relevanter Effekt angesehen wird. Um diese Beobachtung zu bestätigen, wird zusätzlich die im nächsten Abschnitt 6.1.2 beschriebene Messung durchgeführt.

### 6.1.2 DC-Photostrom an der V-förmigen Zuleitung

Um den Einfluss des elektrischen Feldes und der Geometrie bei einer einseitigen Beleuchtung näher betrachten zu können, wird die in Abbildung 6.4 dargestellte Messung durchgeführt. Bei dieser Messung wird der DC-Photostrom in dem in Abbildung 6.1 mit B markierten 2D-Bereich der V-förmigen Zuleitung bei verschiedenen Vorspannungen durchgeführt. Zusätzlich ist exemplarisch eine der parallel aufgenommenen Reflexion der Zuleitungen nach Abschnitt 3.3.2 dargestellt. Deutlich ist, wie schon in Abbildung 6.1.1 als Schnitt dargestellt, ein ähnlicher Stromfluss bei Beleuchtung der Ränder der Metallisierung und bei dem stark fokussierten Laser zu erkennen.

In den Messungen ist jetzt gut zu erkennen, dass der Stromfluss an den Rändern der Metallisierung annähernd konstant bleibt, obwohl der Zwischenraum von  $\approx 5\mu\text{m}$  bis  $\approx 30\mu\text{m}$  variiert wird. Diese Verbreiterung korrespondiert auch mit einer entsprechenden Änderung



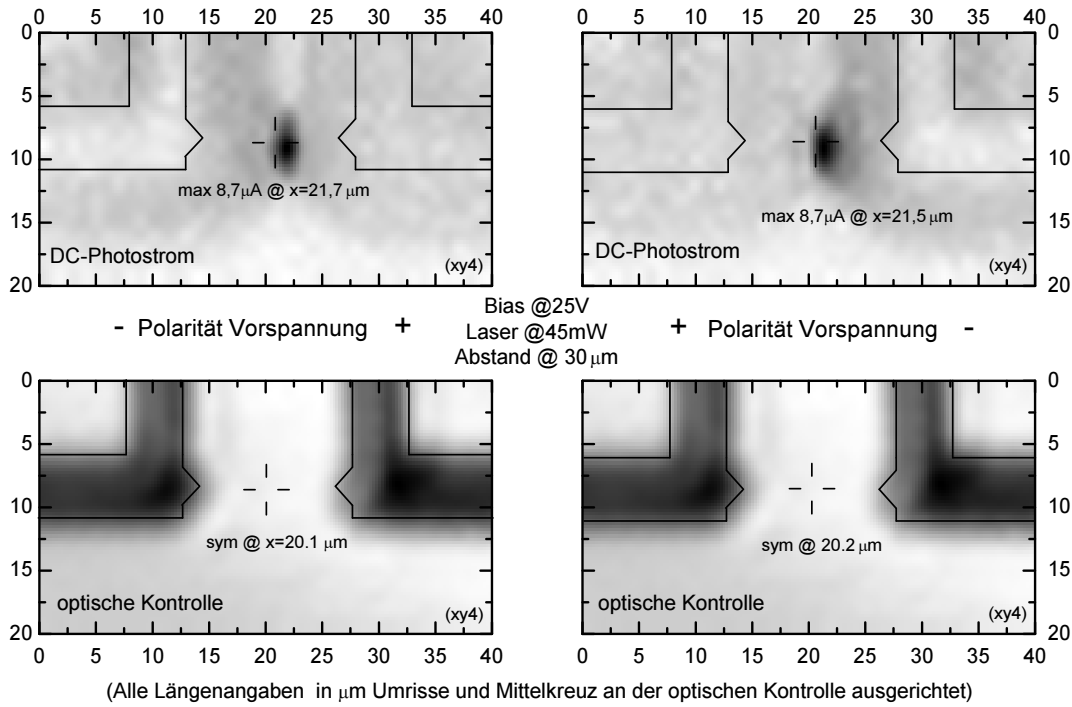
**Abbildung 6.4 :** DC-Photostrom über einen 2D-Bereich der V-förmigen Zuleitung bei starker Fokussierung der Beleuchtung (2D-Bereich B in Abbilung 6.1)

des elektrischen Feldes um den Faktor 6 bei einer konstanten Vorspannung für jede Messung. Diese Messung bestätigt die Vermutung, dass ein weitgehend von dem elektrischen Feld zwischen den Elektroden unabhängiger Effekt für den beobachteten Stromfluss verantwortlich ist.

Im nächsten Abschnitt 6.1.3 wird zur Kontrolle eine Messung vorgestellt, bei der das Symmetrieverhalten bei überbrückender/vollständiger Beleuchtung der in diesem Abschnitt benutzten einseitigen Beleuchtung gegenübergestellt wird. Abschließend wird dann in Abschnitt 6.1.4 eine Erklärung dieses beobachteten Effektes diskutiert.

### 6.1.3 Vergleich mit überbrückender Beleuchtung der Metallisierung

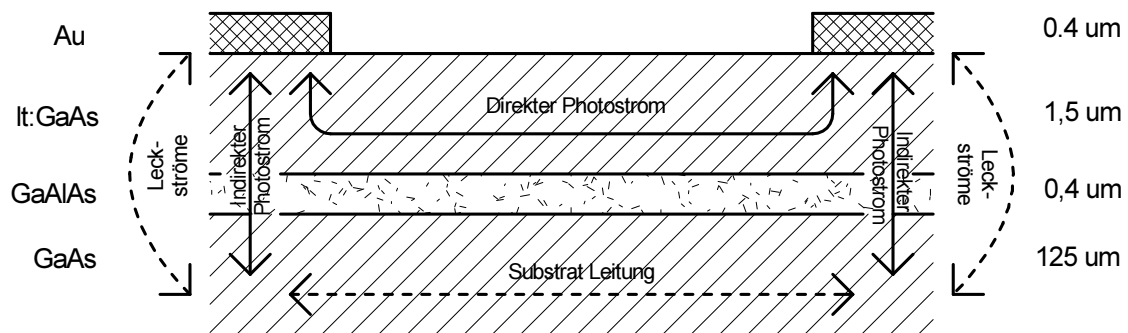
Um auch das DC-Photostromverhalten der Photomischer bei überbrückender/vollständiger Beleuchtung untersuchen zu können, kann die in Abbildung 6.5 abgebildete Messung herangezogen werden. In Abbildung 6.5 ist eine 2D-Messung, in



**Abbildung 6.5 :** Ortsaufgelöster DC-Photostrom bei überbrückender Beleuchtung und wechselnder Polarität (2D-Bereich C in Abbildung 6.1)

Abbildung 6.1 mit C bezeichnet, des Photomischers  $\text{PM}_{10}^{\text{ss}}$  dargestellt. Im oberen Teil ist jeweils bei vertauschter Polarität der durch die Beleuchtung erzeugte DC-Photostrom dargestellt, der der parallel gemessenen Reflexion an der Oberfläche gegenübergestellt ist. Der Abstand beträgt bei dieser Messung  $30\mu\text{m}$ . Der Abstand ist so gewählt, dass nur die Spitzen mit einem Abstand von  $10\mu\text{m}$  überbrückt werden, die Zuleitungen mit einem Abstand von  $15\mu\text{m}$  aber offen bleiben. Ein Vergrößern des Abstandes erzeugt durch den entsprechenden größeren Strahldurchmesser eine unschärferes Bild bei örtlich unveränderten Maxima des DC-Photostromes.

Zur besseren Darstellung ist zusätzlich zu den Messdaten die Geometrie von  $\text{PM}_{10}^{\text{ss}}$  zentriert auf die optische Reflexion mit einer mittigen Markierung überlagert worden. Bei der Darstellung ist zu erkennen, dass der Betrag des Strommaximums unabhängig der gewählten Polarität unverändert in Ort und Intensität ist, während an den Elektroden das in Abschnitt 6.1 beschriebene Verhalten bei einseitiger Beleuchtung zu erahnen ist.



**Abbildung 6.6 :** Der Stromfluss innerhalb des Photomischers, im Vergleich zwischen vollständigen und der einseitigen Beleuchtung.

Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Strommaxima verschoben zur mittigen Markierung liegen. Dies ist in der örtlichen Ungenauigkeit der optischen Reflexionsmessung zu sehen und wird in Abschnitt 3.3.2 mit Referenz auf diese Messung erklärt.

#### 6.1.4 Diskussion der Ergebnisse der DC-Photostrom Messungen

In den letzten beiden Abschnitten ist gezeigt worden, dass das einfache Modell des Stromflusses nach Kapitel 4 und Kapitel 5 nicht ausreicht, um das Verhalten der untersuchten Photomischerstrukturen vollständig zu erklären. Dabei zeigen die Messungen, dass der mit einseitiger Beleuchtung generierte Photostrom weitgehend unabhängig vom elektrischen Feld zwischen den Metallisierung ist, sondern direkt von der angelegten Vorspannung abhängt. Zur Erklärung dieses Verhaltens ist in Abbildung 6.6 der vertikale Aufbau der untersuchten LT-GaAs Photomischer-Strukturen dargestellt.

Hierbei sind zwei Stromwege zu erkennen. Einmal der bei dem einfachen Modell nach Kapitel 4 und 5 benutzt wird, bei dem der Strom direkt durch die LT-GaAs Schicht transportiert wird. Es muss die ganze Fläche zwischen den Elektroden beleuchtet sein. Dies entspricht der überbrückenden/vollständigen Beleuchtung des Photomischers. Zusätzlich ist aber noch ein zweiter Strompfad eingezeichnet, der bei der einseitigen Beleuchtung zum Tragen kommt. Bei ihm fließt der Strom senkrecht durch die eigentlich als Isolierung und für den Wärmetransport gedachten GaAlAs Schicht in das intrinsische GaAs-Substrat. Hier kann er sich über die ganze Fläche des Photomischers verteilen und über Leckströme und Randeffekte die andere Elektrode erreichen. Für diesen Transportweg ist nur eine,

wie auch in den Experimenten beobachtete, einseitige Beleuchtung einer Elektrode erforderlich. Das auch bei diesem Transport benötigte elektrische Feld zur Trennung der Ladungspaare bildet sich zwischen der beleuchteten Elektrode und dem GaAs-Substrat aus. Da dieser Abstand für alle Bereiche der Photomischerstruktur und den Zuleitungen gleich ist, kann auch ein von der Geometrie der Elektroden unabhängiges Stromverhalten erwartet werden, welches die Experimente auch bestätigen. Die Konsequenzen dieses Effektes auch im Zusammenhang mit weiteren in diesem Kapitel durchgeführten Messungen werden in Abschnitt 6.4 gegeben.

## 6.2 I-RF Kennlinienfeld mit Hilfe von 1D-Messungen

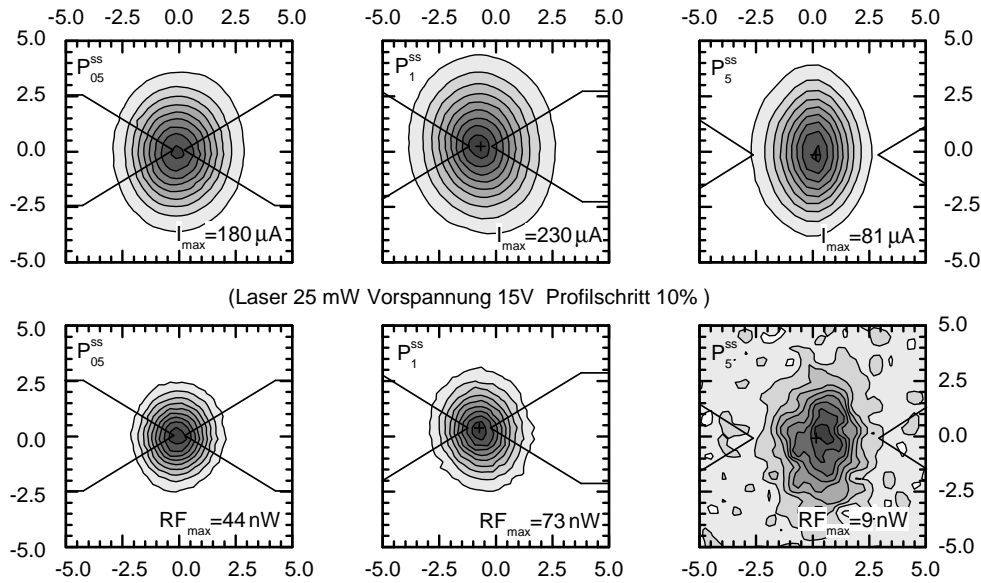
In diesem Abschnitt wird eine Messmethode vorgestellt, mit der es möglich ist, ein vollständiges I-RF Kennlinienfeld eines Photomischers mit der Hilfe einer 1D-Messung über den Spalt des zu untersuchten Photomischers zu bestimmen. Als zusätzlichen Parameter ist dabei nur die Vorspannung  $V_{\text{Bias}}$  zu variieren. Die zusätzliche benötigte Variation der Laserleistung wird dabei impliziert durch die orts aufgelöste Beleuchtung realisiert. Für diese Messungen werden die Photomischer der  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$  Reihe, wie sie in Abbildung 5.1 abgebildet sind, benutzt. Die Begründung für die Benutzung der  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$  Photomischer wird mit Hilfe einer 2D-Messung in Abschnitt 6.2.2 gegeben.

### 6.2.1 Motivation/Idee der 1D-Messung

Die Motivation dieser Messmethode ist die, dass es mit dem aufgebauten Lasersystem nicht ohne weiteres möglich ist, die optische Leistung des Mischsignals kontrolliert einzustellen. Deshalb wird bei dieser Messmethode über den gesamten Zeitraum der Messung die optische Leistung des Lasers konstant gehalten. Für den Photomischer wird die Leistung aber dadurch variiert, dass der Laserfokus über den Photomischer hinweg bewegt wird, so dass die lokale Leistung in der aktiven Zone des Photomischers von unbeleuchtet bis maximale Intensität variiert werden kann. Um diese Idee zu überprüfen und die Auswahl der Photomischer der Serie  $\text{PM}_x^{\text{ss}}$  zu begründen, wird dabei zuerst die im nächsten Abschnitt 6.2.2 besprochene 2D-Kontrollmessung durchgeführt.

### 6.2.2 2D-Messung als Einführung der 1D-Messung

Um die im letzten Abschnitt 6.2 eingeführte Messmethode einführen zu können, dient die in Abbildung 6.7 dargestellte Messung. Bei dieser Messung werden die Photomischer

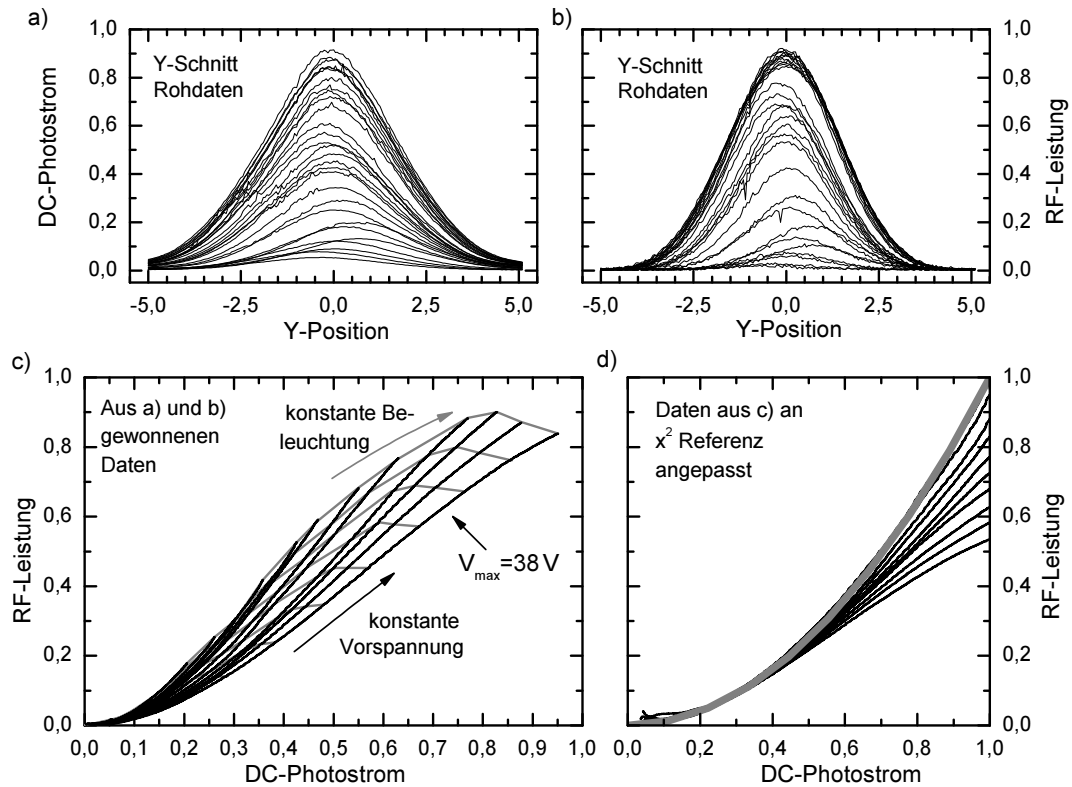


**Abbildung 6.7 :** Hochaufgelöste 2D-Messung des DC-Photostroms/RF-Leistung der Photomischer  $PM_{05}^{ss}$ ,  $PM_1^{ss}$  und  $PM_5^{ss}$  (2D-Bereich D in Abbildung 6.1).

der  $PM_x^{ss}$  Reihe<sup>1</sup> in einem 2D Bereich von  $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  (Fläche D in Abbildung 6.1) untersucht. Dabei ist jeweils der gemessene DC-Photostrom dem mit der Golay-Zelle gemessenen submmSignal gegenübergestellt. Zusätzlich sind die Umrisse der entsprechenden Photomischerstrukturen überlagert. Bei den dargestellten Messungen ist dabei deutlich zu erkennen, dass die DC-Strom- wie auch die RF-Leistungsverteilung sich in ihrer Lage im Rahmen der Messgenauigkeit entsprechend und symmetrisch zur Geometrie der Photomischerstruktur liegen. Die unterschiedliche Halbwertsbreite von Strom und submm-Strahlung ist dadurch zu erklären, dass nach der Theorie  $P_{RF} \propto I_{DC}^2$  sein sollte, was aber für die realen Photomischer noch durch diese und durch die im nächsten Abschnitt 6.2.3 besprochene Messung zu überprüfen ist.

Die annähernd symmetrische Verteilung bei einer derartigen Struktur legt nahe, dass der größte Anteil des Photostroms sich zwischen den Spitzen konzentriert. Da keine weiteren Strukturen im DC-Photostrom wie auch im RF-Signal zu beobachten sind, ist es bei dieser Reihe ausreichend einen Y-Schnitt bei  $0\mu\text{m}$  durch die untersuchte 2D-Fläche aufzunehmen.

<sup>1</sup> bei  $PM_2^{ss}$  gab es Probleme mit der Datenaufnahme und die Messdaten gingen verloren



**Abbildung 6.8 :** I-RF-Kennlinie und Rohdaten von  $PM_1^{ss}$  (entspricht Schnitt E in Abbildung 6.1)

Dadurch kann eine höhere Auflösung von Messwerten erreicht werden, ohne das Informationen verloren gehen. Im nächsten Abschnitt wird nun die entsprechende Messung und ihre Auswertung beschrieben.

### 6.2.3 I-RF Kennlinienfeld durch 1D-Messungen über den Spalt

Die Messungen im letzten Abschnitt 6.2.2 zeigen, dass die untersuchten Photomischer  $PM_x^{ss}$  ein regelmäßiges Beleuchtungsprofil aufweisen. Somit ist es nur notwendig einen 1D Schnitt durch die Messungen in Abbildung 6.7 aufzunehmen ohne charakteristische

Eigenschaften der Photomischer zu verlieren. Durch eine zusätzliche Variation der Vorspannung lässt sich so ein vollständiges I-RF Kennlinienfeld der untersuchten Photomischer aufnehmen. Zweckmäßig wurde dabei der in Abbildung 6.1 mit E bezeichnete Schnitt in Y-Richtung durch das Strommaximum, welches ja nach Abbildung 6.7 mit dem Maximum des RF-Signals und dem Mittelpunkt des Spaltes übereinstimmt, gewählt. In Abbildung 6.8 und 6.9 sind die durchgeführten Messungen der untersuchten Photomischer  $PM_x^{ss}$  dargestellt.

Im Teilbild a) und b) der Abbildung 6.8 sind exemplarisch die durch die Messungen gewonnen Rohdaten des  $PM_1^{ss}$  dargestellt. Diese Daten repräsentieren einen 1D-Schnitt entlang der Y-Achse über einen Bereich von  $10\mu m$ . Für die Aufbereitung dieser Daten werden aus den Rohdaten

$$I_{DC}(y) \quad \text{und} \quad P_{RF}(y) \quad (6.2-1)$$

jeweils die Paare

$$\left[ I_{DC}(y) : P_{RF}(y) \right]_y \quad (6.2-2)$$

gebildet. Durch Umsortierung von 6.2-2 und Angleichen der Messwerte lässt sich daraus dann der Zusammenhang

$$P_{RF}(I_{DC}) \quad (6.2-3)$$

ableiten. Dieser Zusammenhang ist jetzt für unterschiedliche Vorspannungen in Teilbild c) dargestellt. Zusätzlich zu den aufgenommenen Datensätzen mit jeweils konstanter Vorspannung lassen sich jetzt zusätzliche Schnittkurven mit konstanter Beleuchtung ableiten, die ebenfalls aus den Datenpaaren 6.2-2 gewonnen werden können.

Hierbei ist zu erkennen, dass der erwartete Zusammenhang von  $P_{RF} \propto I_{DC}^2$  für hohe Photoströme nicht mehr gültig ist. Um dies besser verdeutlichen zu können, werden die aufbereiteten Messdaten aus Gleichung 6.2-3 normiert und an einen quadratischen Zusammenhang angepasst. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind im Teilbild d) dargestellt. Dabei ist auch zu erkennen, dass die Effizienz mit steigender Vorspannung fällt. In Teilbild c) ist auch zu beobachten, dass bei jeweils konstanter Beleuchtung ab einer Vorspannung von 32 V es sogar zu einem Abfall in der emittierten RF-Leistung bei weiter steigendem DC-Strom kommt. Dabei ist auch zu beobachten, dass diese Umkehr unabhängig von der verwendeten Beleuchtungsstärke und dem daraus resultierendem Photostrom ist.

Mit Hilfe dieser Auswertung ist es nun möglich, die Charakteristika des jeweils untersuchten Photomischer zu bestimmen. In Abbildung 6.9 ist die Auswertung der Photomischer  $PM_{05}^{ss}$ ,  $PM_2^{ss}$  und  $PM_5^{ss}$  analog zu der Auswertung von  $PM_1^{ss}$  dargestellt<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> bei  $PM_{10}^{ss}$  ist das erzeugte submm-Signal zu gering, um eine für diese Messung sinnvolle Auswertung durchzuführen.



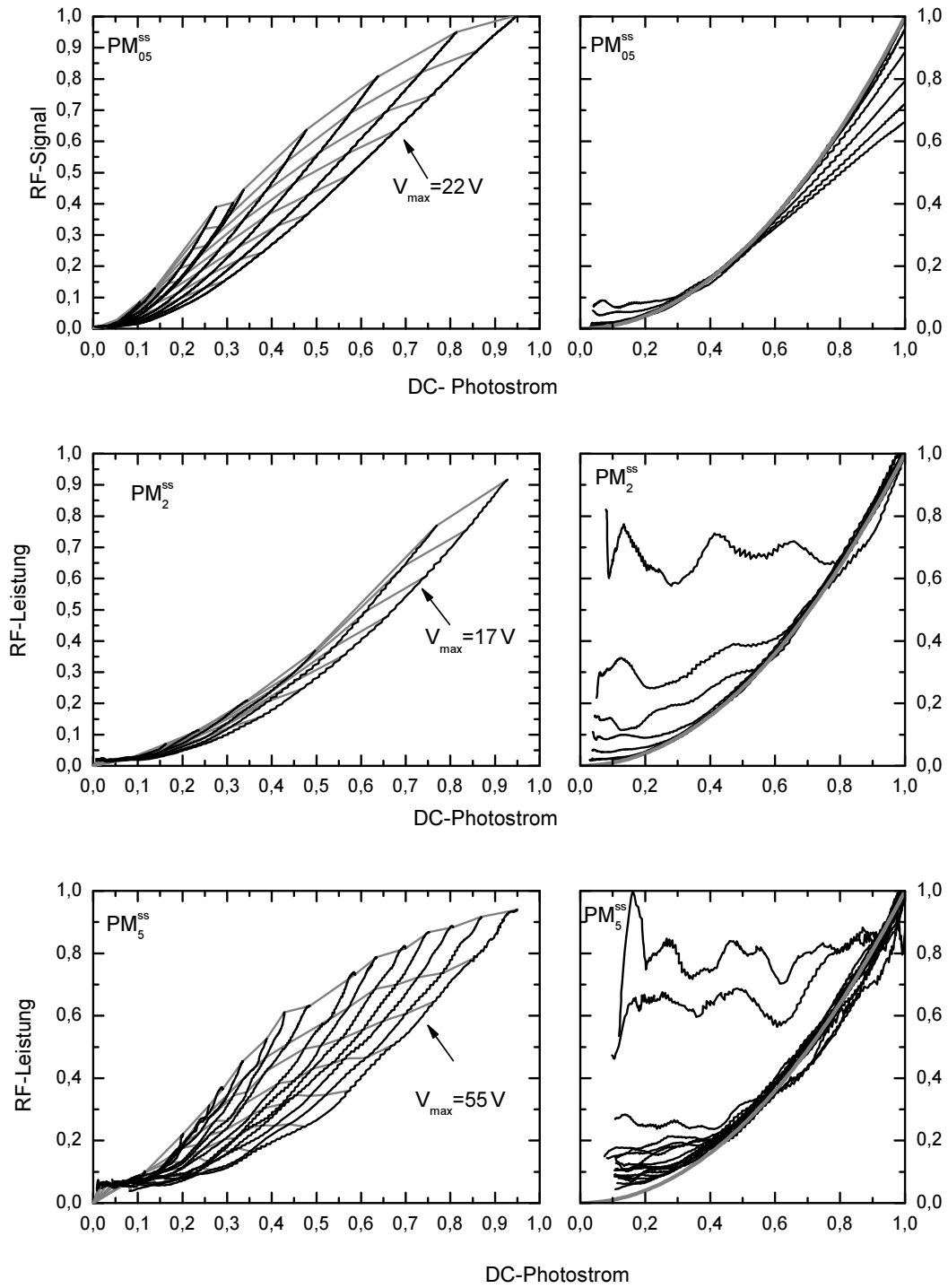
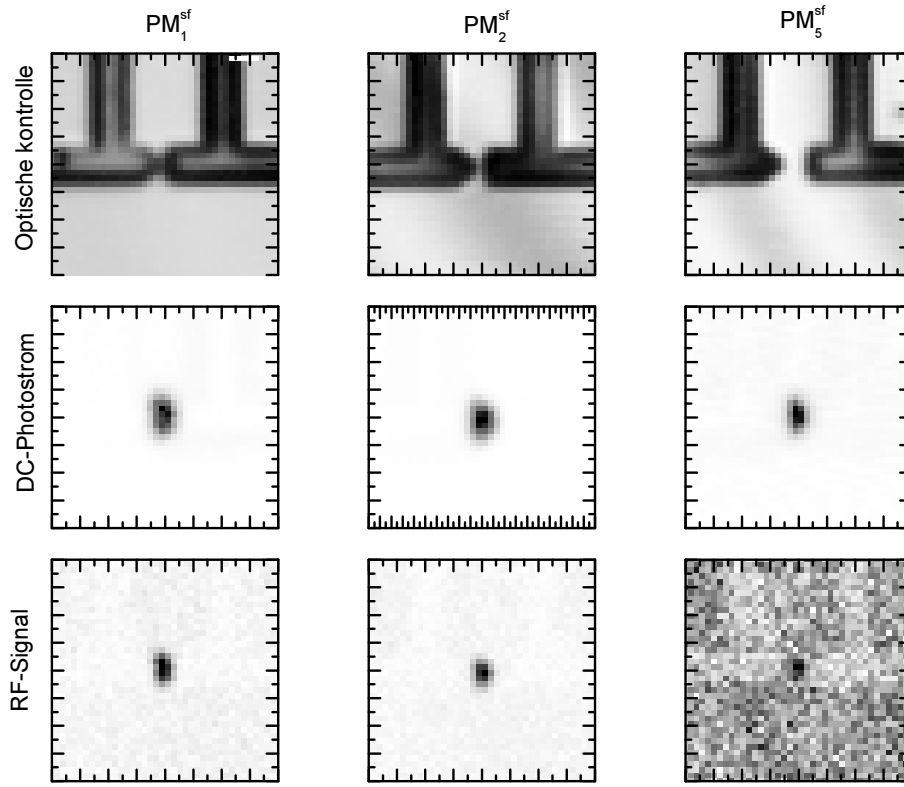


Abbildung 6.9 : I-RF Kennlinien von  $PM_{05}^{ss}$ ,  $PM_2^{ss}$ ,  $PM_5^{ss}$  analog zu Abbildung 6.8 gemessen und ausgewertet.



**Abbildung 6.10 :** 2D-Messung von  $PM_1^{sf}$ ,  $PM_2^{sf}$  und  $PM_5^{sf}$  über den in Abbildung 6.1 mit F markierten Bereich.

Auch bei den anderen Photomischern der  $PM_x^{ss}$  Reihe ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten. Leider hat der interessante Photomischer  $PM_2^{ss}$  schon bei 20 V einen Kurzschluss, so dass bei ihm das Sättigungsverhalten nicht aufgenommen werden konnte.

### 6.3 I-RF Kennlinie mit Hilfe von 2D-Messungen

Im letzten Abschnitt 6.2.3 sind die Photomischer  $PM_x^{ss}$  untersucht worden. Die dort untersuchten Photomischer haben wie in Abbildung 6.7 gezeigt wird, ein regelmäßiges DC-Strom- wie auch RF-Profil. Damit kann bei diesen Photomischern eine Reduzierung der Messung auf einen 1D-Schnitt benutzt werden. Bei stark asymmetrischen Photomischern ist dieser Sachverhalt aber nicht mehr gegeben. So ist in Abbildung 6.10 eine 2D-Messung über die in Abbildung 6.1 dargestellte Fläche F der Photomischer  $PM_1^{sf}$ ,  $PM_2^{sf}$  und  $PM_5^{sf}$  dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass bei diesen nicht symmetrischen

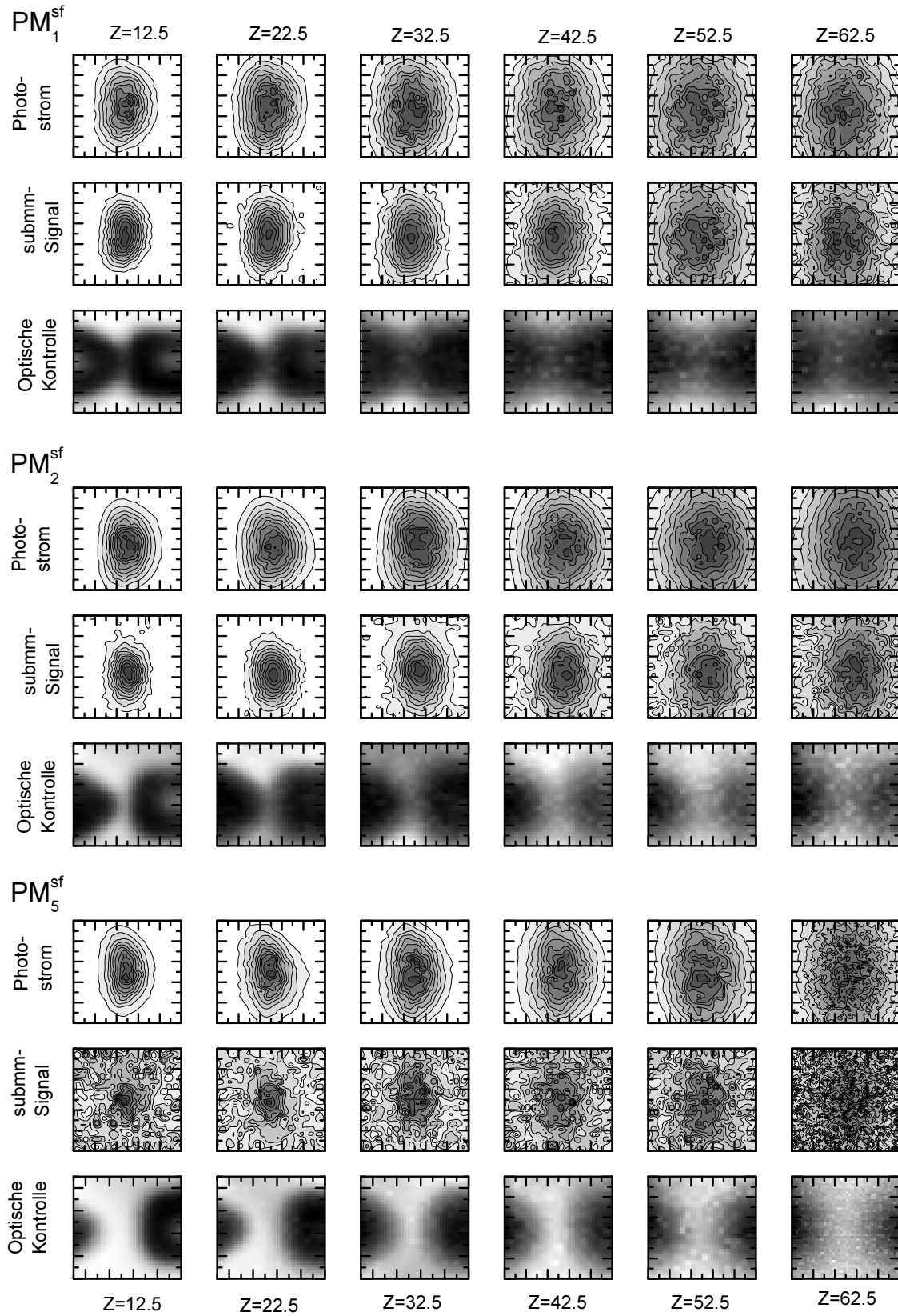
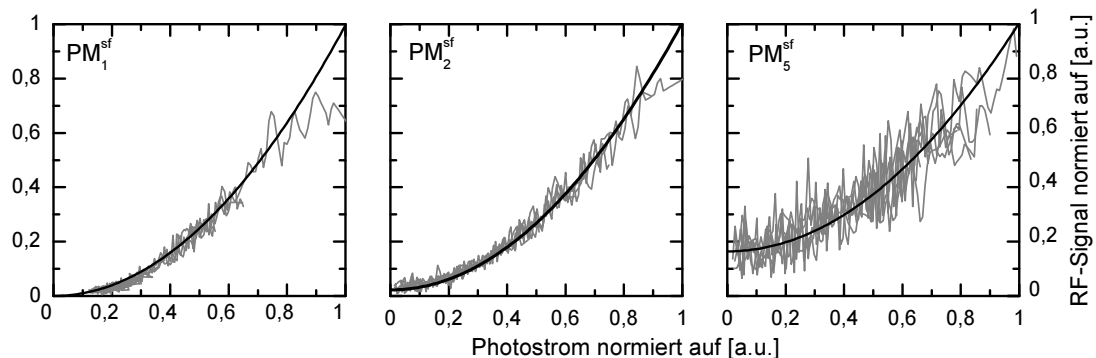


Abbildung 6.11 : Hochaufgelöste 2D-Messung des DC-Photostrom/RF-Leistungs der Photo-mischer PM<sub>1</sub><sup>sf</sup>, PM<sub>2</sub><sup>sf</sup> und PM<sub>5</sub><sup>sf</sup> (2D-Bereich D in Abbildung 6.1)



**Abbildung 6.12 :** Auswertung der 2D-Messung  $PM_1^{sf}$   $PM_2^{sf}$   $PM_5^{sf}$  mit den Messungen aus Abbildung 6.11

Photomischerstrukturen auch das erzeugte DC-Strom- wie auch RF-Profil nicht symmetrisch ist. Um die Auswirkung dieser Asymmetrie untersuchen zu können, wird anstatt nur eines 1D Schnittes bei diesen Photomischern eine 2D-Messung über einen Bereich von  $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  durchgeführt (entspricht der Fläche D in Abbildung 6.1). Hierbei wird als weitere Variation zusätzlich die Entfernung der Glasfaser von  $12,5\text{-}62,5\mu\text{m}$  variiert<sup>1</sup>. Durch das Verschieben der Glasfaser in Z-Richtung ist es bei dieser Messung zusätzlich möglich, die Abhängigkeit von der Leistungsdichte wie auch den Einfluss des Durchmesser der Laserstrahlung zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Messung für die so untersuchten Photomischer  $PM_1^{sf}$ ,  $PM_2^{sf}$  und  $PM_5^{sf}$  sind in Abbildung 6.11 dargestellt. In Abbildung 6.11 ist jeweils der Photostrom der erzeugten RF-Leistung gegenübergestellt. Zur Bestätigung der optischen Lage ist zusätzlich auch noch der optische Kontroll-Kanal eingezeichnet. Zur Auswertung dieser Messung wird das gleiche Verfahren wie in Abschnitt 6.2.3 verwendet, nur dass es hier über die gesamte Fläche Anwendung findet. In Abbildung 6.12 sind die normierten I-RF Kennlinien dargestellt. In Abbildung 6.12 ist zu erkennen, dass auch die asymmetrischen Photomischer  $PM_x^{sf}$  unabhängig der Art der Beleuchtung ein gleichförmiges quadratisches Verhalten der I-RF Kennlinie für kleine Leistungen aufweisen.

Die Sättigungserscheinungen, wie sie bei den Photomischern der  $PM_x^{ss}$  Reihe beobachtet werden, können bei diesen Messungen wegen der geringeren Leistungsdichte nicht beobachtet werden. Trotzdem zeigen diese Messungen, dass es auch bei inhomogenen Photomischerstrukturen möglich ist, die optische Leistung der Laser, die auf die Photomischer

<sup>1</sup>  $62,5\mu\text{m}$  Punkt mit  $45^\circ$  Methode nach Abschnitt 3.3.4 bestimmt.

eingestrahlt wird, nur durch Variation der Position der Glasfaser zu variieren, um so die charakteristischen Eigenschaften der Photomischer aufzunehmen.

#### **6.4 Bewertung der 1D- und 2D-Charakterisierung der untersuchten LT-GaAs Photomischer**

In diesem Kapitel sind Messmethoden vorgestellt worden, die es ermöglichen mit dem für diese Arbeit und dem SOFIA-Projekt aufgebauten Lasersystems die verwendeten LT-GaAs-Photomischer zu charakterisieren. Bei den vorgestellten Messmethoden wurde sowohl die Möglichkeit der verwendeten Nahfeld-Beleuchtung, wie auch die Schwierigkeiten der kontrollierten Leistungseinstellung des Lasersystems berücksichtigt.

Die Verwendung von 1D- und 2D- Messungen über die Photomischerstruktur ermöglicht, wie in diesem Kapitel gezeigt wurde, eine vollständige Charakterisierung der I-RF Kennlinie der LT-GaAs-Photomischer und stellt eine gute Grundlage für weiterführende Charakteristiken von LT-GaAs- Photomischer dar.

(Leerseite)

## Kapitel 7

### Zusammenfassung und Ausblick

In diesem letzten Kapitel dieser Arbeit werden die in den vorigen Kapiteln gewonnen Erkenntnisse zusammengefasst und in den Abschnitten 7.1 bis 7.3 im Hinblick auf die in Abschnitt 1.4 gesetzten Zielsetzungen mit einem Ausblick auf zukünftige Messungen bewertet.

#### 7.1 Aufgebautes Zwei-Farben Lasersystem

Das für diese Arbeit aufgebaute Zwei-Farben Lasersystem erfüllt im Hinblick auf Abstimbarkeit wie auch auf die erreichbare Ausgangsleistung die für diese Arbeit gesetzten Ziele. Für weiterführende Experimente muss allerdings berücksichtigt werden, dass für eine Steigerung der Ausgangsleistung, wie auch eine weiterführende Stabilisierung weitere Untersuchungen nötig sind, bei denen aber das jetzige System als Grundlage dienen kann und die mit ihm gewonnenen Erkenntnisse berücksichtigt werden müssen. Auch die verwendete Nahfeld-Beleuchtung erfüllt vor allem mit der automatischen Steuerung verknüpft wertvolle Dienst bei der Charakterisierung der untersuchen LT-GaAs Photomischer.

Dieses System ist allerdings nicht geeignet, als direkter Entwurf für das endgültige System des SOFIA- oder ALMA-Projektes anzusehen, was auch nie seine Aufgabe war.

#### 7.2 Numerische Simulation

Die in dieser Arbeit vorgestellte numerische Simulation des DC-Stromverhaltens stellt einen guten Ansatz dar, die Effekte, die durch eine inhomogene Beleuchtung der Photomischer bedingt durch die verwendete Glasfaser entstehen, quantitativ und qualitativ zu erfassen und sie mit realen Photomischern und den durchgeführten Messungen in Verbindung zu bringen.

### 7.3 Durchgeführte Nahfeld-Messungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten automatischen Nahfeld-Messungen über einen 1D- und 2D-Bereich ermöglichen mit Hilfe des aufgebauten Lasersystems die in dieser Arbeit untersuchten LT-GaAs Photomischer in ihrem Verhalten zu untersuchen, wie es auch möglich ist, ein vollständiges Kennlinien-Feld aufzunehmen.



## Anhang A

### Physikalische/mathematische Zusammenhänge

In diesem ersten Teil A des Anhangs werden einige für diese Arbeit wichtige physikalische/mathematische Zusammenhänge, die das Verständnis der im Hauptteil durchgeführten Betrachtungen unterstützen, vorgestellt. Dabei wird zuerst im Anhang A.1 auf die Eigenschaften des Schwebungssignals zweier elektromagnetischer Quellen, im Hinblick auf die in der Arbeit durchgeführten Experimente, eingegangen. Anschließend wird im Anhang A.2 die in den Experimenten beobachteten Modulations/Rauschvarianten und ihre Zusammenhänge vorgestellt.

#### A.1 Schwebungssignal zweier Elektromagnetischer-Wellen

Als einer der physikalischen Grundlagen für diese Arbeit stellt die Interaktion zweier jeweils abstimmbarer monochromatischen Laser-Emissionen, wie sie von dem im Kapitel 2 beschriebenen Lasersystem generiert, mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Glasfasersystem weitergeleitet und dann die im Kapitel 6 beschriebenen LT-GaAs Photomischern anregt, dar.

Bei der Betrachtung dieser Interaktion können die beiden Emissionen des Lasersystems als ebene, elektromagnetische Welle mit

$$E_1(t) = A_1 \cos[\omega_1 t + \varphi_1(t)] \quad \text{und} \quad E_2(t) = A_2 \cos[\omega_2 t + \varphi_2(t)] \quad (\text{A.1-1})$$

angesetzt werden. Diese Betrachtung stellt zwar eine Vereinfachung der nach Abschnitt 3.2.2 divergenten Welle nach Verlassen der Glasfaser dar, sie ist aber trotzdem bei den durchgeführten Experimenten gültig, da in Abschnitt 3.2.3 gezeigt wird, dass beide divergenten Wellen bei den durchgeführten Experimenten annähernd die gleiche Wellenform haben und somit sich als ebene Welle approximieren lassen. Zusätzlich wird im Gegensatz zu der Beschreibung, wie sie in [15] und [16] geführt wird, hierbei ein fester Ort der Interaktion angenommen, so dass die Ortsabhängigkeit entfällt. Zusätzlich wird aber eine Phasenmodulation beider elektromechanischer Wellen angenommen. Dies ist sinnvoll, da die untersuchten Laser eine wie im Kapitel 2

beschriebene Phasen/Frequenzmodulation aufweisen, die bei der Untersuchung der Interaktion berücksichtigt werden muss. Die hier beschriebene PM-Modulation ist nach Abschnitt A.2 gleichwertig mit der bei den Lasern in Kapitel 2 beobachteten FM-Modulation. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass beide Emissionen gleichförmig polarisiert sind,

$$\text{pol}(\mathbf{E}_1) \hat{=} \text{pol}(\mathbf{E}_2) \quad (\text{A.1-2})$$

wie es auch für die durchgeführten Experimente nach Abschnitt 3.2.4 gilt.

Da bei den im Kapitel 5 vorgestellten LT-GaAs-Photomischern nicht das elektrische Feld der Laserstrahlung, sondern die instantane optische Leistung  $P_{\text{opt}}(t)$ , die sich mit

$$P_{\text{opt}}(t) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \mathbf{F}_{\text{opt}} \cdot \mathbf{E}_{\text{ges}}^2(t) \quad \text{mit} \quad \mathbf{E}_{\text{ges}}^2(t) = [\mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t)]^2 \quad (\text{A.1-3})$$

beschreiben lässt, von Bedeutung ist. Werden nun die elektromagnetischen Wellen nach Gleichung A.1-1 in Gleichung A.1-3 eingesetzt und die Klammer ausmultipliziert, ergibt sich

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{ges}}^2(t) = & A_1^2 \cdot \cos^2[\omega_1 t + \varphi_1(t)] + \\ & A_2^2 \cdot \cos^2[\omega_2 t + \varphi_2(t)] + \\ & 2 \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot \cos[\omega_1 t + \varphi_1(t)] \cdot \cos[\omega_2 t + \varphi_2(t)]. \end{aligned} \quad (\text{A.1-4})$$

Unter Verwendung von zwei trigonometrischen Umformungen<sup>1</sup> und Separation der Frequenzkomponenten ergibt sich aus Gleichung A.1-4

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{ges}}^2(t) = & \frac{1}{2}(A_1^2 + A_2^2) + & (\text{a}) \\ & A_1^2 \cdot \cos[2\omega_1 t + 2\varphi_1(t)] + & (\text{b}) \\ & A_2^2 \cdot \cos[2\omega_2 t + 2\varphi_2(t)] + & (\text{c}) \\ & A_1 A_2 \cdot \cos[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi_1(t) + \varphi_2(t)] + & (\text{d}) \\ & A_1 A_2 \cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)] . & (\text{e}) \end{aligned} \quad (\text{A.1-5})$$

Bei Verwendung der in dieser Arbeit untersuchten Photomischer, die eine Bandbreite von  $\approx |\omega_1 - \omega_2|$  haben, werden die hohen Frequenzkomponenten b) c) und d) ausgemittelt, so dass sich  $\langle \mathbf{E}_{\text{ges}}^2 \rangle$  als

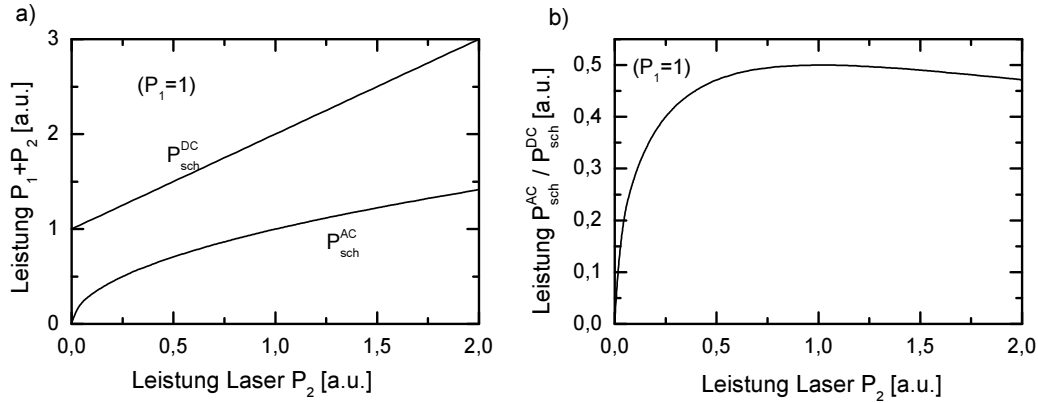
$$\langle \mathbf{E}_{\text{sch}}^2 \rangle = \frac{1}{2} A_1^2 + \frac{1}{2} A_2^2 + A_1 A_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)] \quad (\text{A.1-6})$$

definieren lässt. Für die optische Leistung ergibt sich entsprechend nach Gleichung A.1-3

$$\langle P_{\text{sch}}^2 \rangle = \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{P_1 P_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)] . \quad (\text{A.1-7})$$

---

<sup>1</sup>  $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2}(\cos[\alpha + \beta] + \cos[\alpha - \beta])$  und  $\cos^2[\alpha] = \frac{1}{2}(1 + \cos[2\alpha])$



**Abbildung A.1 :** Vergleich des DC- und des AC- Anteils bei einer heterodynen Frequenzmischung aus  $P_1$  mit fester Leistung 1 und variabler Leistung von  $P_2$  : a) DC- und AC-Komponenten des Schwebungssignals, b) Verhältnis von  $P_{sch}^{AC}$  und  $P_{sch}^{DC}$

Aus der Gleichung A.1-7 lassen sich nun für die durchgeführten Experimente folgende Schlussfolgerungen begründen:

#### a) Frequenzkomponenten des Schwebungssignals

Bei der Betrachtung des Zusammenhangs A.1-5 und A.1-7 ist zu erkennen, dass nur eine Frequenzkomponente der Intensitätsoszillation in dem für die Experimente relevanten Bereich existiert (A.1-5 e). Dies bedeutet, dass das Mischsignal rein von Oberwellen ist. Die Betrachtungen im Abschnitt 5.1.3-b zeigen weiterhin, dass auch die von der Intensitätsoszillation erzeugte Stromoszillation in den untersuchten Photomischern ebenfalls oberwellenfrei ist.

#### b) Phasenrauschen des Schwebungssignals

Bei Betrachtung der Phasenmodulation in den Zusammenhängen A.1-5 und A.1-7 ist zu erkennen, dass sich die  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  der einzelnen Laser in den für die Experimente wichtigen Frequenzkomponenten des Mischsignals gegenseitig unterdrücken.

$$\varphi_{sch}(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t) \quad (\text{A.1-8})$$

Dies stellt eine Gleichtakt-Unterdrückung dar und kann in den in Abschnitt 2.5.4 durchgeführten Experimenten experimentell beobachtet werden. Dies bedeutet, dass sich das FM-Laserrauschen durch diesen Zusammenhang reduzieren lässt.

### c) Intensität des Schwebungssignals

Eine weitere Eigenschaft des Schwebungssignals, das sich aus dem Zusammenhang A.1-7 ergibt, ist das Verhalten der Intensität des Schwebungssignals  $P_{\text{sch}}$  und damit auch die Intensität des in den Photomischern erzeugten Stromoszillation im Vergleich zu der Intensität der einzelnen Laser  $P_1$  und  $P_2$ . In Abbildung A.1 ist der entsprechende Zusammenhang dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die Komponenten von  $P_{\text{sch}}$  mit

$$P_{\text{sch}}^{\text{AC}} = \sqrt{P_1 \cdot P_2} \quad P_{\text{sch}}^{\text{DC}} = (P_1 + P_2)/2 \quad (\text{A.1-9})$$

definiert sind. Die beste Effizienz  $P_{\text{sch}}^{\text{AC}}/P_{\text{sch}}^{\text{DC}}$  wird wie erwartet bei  $P_1 = P_2$  erreicht. Für einen Abfall dieser Effizienz auf 50% ist allerdings ein Verhältnis von  $P_1/P_2=0,25$  oder 4 notwendig. Dies bedeutet für die in Kapitel 5 und 6 durchgeführten Experimente, dass die in Kapitel 2 beschriebene Modulation der Intensitäten der Laser auch mit  $\sqrt{P_1 P_2}$  gedämpft werden.

## A.2 Beobachtete Modulationsarten (AM, FM/PM, POL)

Bei der Betrachtung des in Kapitel 2 untersuchten Laserrauschens werden unterschiedliche Modulationen/Rauschen des Lasersystems untersucht und in Beziehung zueinander gesetzt. Dabei sind die unterschiedlichen Modulations/Rauschvarianten zusätzlich zu der im Abschnitt 2.5.4 beschriebenen Verknüpfung durch die Diodenlaser auch aus ihrer Definition selbst verknüpft.

Um eine Information, die auch aus Rauschen bestehen kann, in eine monochromatische elektromagnetische Welle oder Träger  $f_c$  genannt zu kodieren, unterscheidet man mehrere grundsätzliche Ansätze, die darauf beruhen, eine oder mehrere Eigenschaften dieses Trägers  $f_t$  zu verändern. Als Eigenschaften stehen dabei Amplitude, Frequenz, Phase und Polarisation zur Verfügung<sup>1</sup>. Aus diesen Kenngrößen leitet sich auch die Nomenklatur mit AM-, FM/PM- und POL-Modulation ab. Es zeigt sich hierbei, dass FM- und PM-Modulation ineinander überführbar sind. Im folgenden werden nun die einzelnen Modulationen, soweit sie für diese Arbeit relevant sind, kurz vorgestellt.

### A.2.1 AM-Modulation

Bei der AM-Modulation wird die Amplitude des Trägers  $f_t$  in Abhängigkeit von der Amplitude des modulierten Signals  $f_m$  durch Multiplikation variiert. Nimmt man  $f_t$  und  $f_m$

<sup>1</sup> Zusätzlich ist es noch möglich, die Verteilungswahrscheinlichkeit der einzelnen Quanten dazu zu benutzen um Informationen zu übertragen, bei der die Amplitude, Frequenz und Polarisation konstant bleiben.

als cosinusförmig an, ergibt sich bei einer maximalen Modulationstiefe  $m$

$$S_{AM}(t) = \cos[2\pi f_t \cdot t] \cdot (1 + \cos[2\pi f_m \cdot t] \cdot m) . \quad (\text{A.2-1})$$

Die Zerlegung in einzelnen Frequenzkomponenten ergibt folgende Form

$$\begin{aligned} S_{AM}(t) = & \cos[2\pi f_t \cdot t] \\ & + 0.5 \cdot \cos[2\pi(f_c - f_m) \cdot t] \\ & + 0.5 \cdot \cos[2\pi(f_c + f_m) \cdot t] . \end{aligned} \quad (\text{A.2-2})$$

Daraus kann man erkennen, dass das modulierte Signal  $S(t)$  aus drei Komponenten  $f_t$ ,  $(f_t + f_m)$  und  $(f_t - f_m)$  besteht. In einem weiteren Schritt kann der Träger  $f_t$  unterdrückt werden

$$S_{SC}(t) = S_{AM}(t) - \cos[2\pi f_t \cdot t] , \quad (\text{A.2-3})$$

da in ihm keine Information gespeichert ist. Zerlegt man nun  $S_{SC}$  in seine Frequenzkomponenten, so erhält man wie erwartet nur die beiden Seitenbänder  $(f_c - f_m)$  und  $(f_c + f_m)$  mit

$$S_{SC}(t) = 0.5 \cdot \cos[2\pi(f_c - f_m) \cdot t] + 0.5 \cdot \cos[2\pi(f_m + f_c) \cdot t] . \quad (\text{A.2-4})$$

Hierbei ist nun zu bemerken, dass, wenn man zum Übergang zur Betrachtung der Schwebung nach Abschnitt A.1  $f_c = f_1$  und  $f_m = f_2$  definiert, die gleichen relevanten Frequenzkomponenten entstehen. Somit stellt das untersuchte Lasersystem bei Vernachlässigung von FM-Modulationen einen Sender mit einer AM-Modulation bei unterdrücktem Träger dar. Allerdings entspricht der benutzte Photomischer nur einem einfachen Hüllendetektor. Dadurch demoduliert er nicht das ursprüngliche Signal  $f_m$  sondern  $2f_m$ , welches der Differenzfrequenz beider Seitenbänder entspricht.

## A.2.2 FM/PM-Modulation

Bei der Betrachtung des Lasersystems in Kapitel 2 wird die Art des Frequenzrauschens anhand des beobachteten Frequenzspektrums analysiert. Auch wird in Abschnitt A.1 zur Vereinfachung anstatt einer Frequenz(FM) eine Phasen(PM)-Modulation angesetzt. Um die in diesen Abschnitten verwendeten Vereinfachungen und Überlegungen zu begründen, setzt man für eine Phasenmodulation, bei der eine cosinusförmige Trägerwelle  $f_t = \cos(2\pi f_c \cdot t)$  durch eine ebenfalls cosinusförmige Modulationsfrequenz  $f_m = \cos(2\pi f_m \cdot t)$  so in der Phase moduliert wird, mit

$$S_{PM}(t) = \cos[2\pi f_c \cdot t + k \cdot \cos(2\pi f_m \cdot t)] \quad \text{mit} \quad k = \frac{\Delta f}{f_m} \quad (\text{A.2-5})$$

an. Für den Übergang zur FM-Modulation nutzt man, dass eine Frequenzänderung das Integral der Phasenänderung ist und erhält somit

$$S_{\text{FM}}(t) = \cos[2\pi f_c \cdot t + \beta \cdot \sin(2\pi f_m \cdot t)] \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{\Delta f}{f_m} . \quad (\text{A.2-6})$$

Dies entspricht bis auf eine Phasenverschiebung von  $\pi/2$  der PM-Modulation. Zerlegt man nun diesen Term in seine Frequenzkomponenten, erhält man folgende Form

$$\begin{aligned} S_{\text{FM}}(t) = & J_0(\beta) \cdot \cos(2\pi f_c \cdot t) \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\beta) \cdot \left[ \sin[2\pi(f_c + 2kf_m) \cdot t] + \sin[2\pi(f_c - 2kf_m) \cdot t] \right] \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\beta) \cdot \left[ \cos[2\pi(f_c + (2k+1)f_m) \cdot t] - \cos[2\pi(f_c - (2k+1)f_m) \cdot t] \right] , \end{aligned} \quad (\text{A.2-7})$$

wobei  $J_n(\beta)$  der Besselfunktion erster Art mit der Ordnung  $n$  und dem Parameter  $\beta$  entspricht. Hierbei entstehen theoretisch Seitenbänder von  $-\infty$  bis  $+\infty$  mit dem Abstand  $n \cdot f_m$  um  $f_c$ . Die Amplitude dieser Seitenbänder fällt bedingt durch

$$|J_n(\beta)| \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad n \rightarrow \infty \quad (\text{A.2-8})$$

schon bei endlichen Abständen  $n \cdot f_m$  auf vernachlässigbare Werte ab. Um eine Abschätzung der Ausdehnung dieser Seitenbänder zu erhalten, unterscheidet man zwei Bereiche der FM-Modulation. Bei der Schmalband FM-Modulation, bei der  $\Delta f \ll f_m$  gilt, spielen nur die Komponenten mit  $k=0$  eine signifikante Rolle, so dass hier die Bandbreite die der AM-Modulation mit  $f_c \pm f_m$  entspricht. Bei der Breitband FM-Modulation, bei der gilt  $\Delta f \gg f_m$  hingegen, wird mindestens  $2\Delta f$  allein schon wegen des Frequenzhubes benötigt. Addiert man noch die Bandbreite der Schmalband Modulation hinzu, erhält man nach der sogenannten *Carlson Regel* für die Bandbreite

$$B = 2(f_m + \Delta f). \quad (\text{A.2-9})$$

Bei der in Kapitel 2 untersuchten FM-Modulation der Schwebung handelt es sich demnach in Abbildung 2.4.3, da keine Seitenbänder zu beobachten sind, um ein Breitband oder eine high- $\beta$  Modulation. Dies bestätigen auch die Messungen in Abschnitt 2.4.4.

### A.2.3 POL-Modulation

Bei der Polarisationsmodulation schließlich wird die Polarisationslage oder Raumlage der Trägerwelle  $f_c$  benutzt, um Signale zu kodieren oder Störungen zu übertragen.

$$S_{\text{POL}}(t) = \text{pol}\left(\cos[2\pi f_t \cdot t]\right) \quad (\text{A.2-10})$$

Dabei ist zu beachten, dass bei dieser Modulation die Trägerwelle  $f_c$  keiner AM- oder FM/PM-Modulation unterworfen ist. Diese Modulationsart ist für die durchgeführten Experimente deshalb von Bedeutung, da nach Abschnitt 3.2.4 die Lage der Polarisierung beim Durchgang durch die in den Experimenten verwendeten Glasfasern durch Bewegung der Glasfasern variiert werden kann und die Generierung des Schwebungssignals nach Abschnitt A.1 auch von der Polarisierungsebene der Laseremissionen abhängt.

Die in 3.2.4 durchgeführten Experimente zeigen aber, dass beide Laser gleichförmig POL-moduliert werden und es bei den untersuchten Photomischern und den verwendeten Glasfasern so zu einer Gleichtaktunterdrückung kommt.

### A.3 Beschreibung von $\text{LE}_q\text{:TEM}_{mn}$ Laser/Etalon Moden

In Abschnitt 2.4.1 werden bei der dortigen Betrachtung longitudinale und transversale Moden des verwendeten Etalons eingehend betrachtet, dabei werden folgende kombinierte Schreibweisen für die vollständige Charakterisierung einer elektromagnetischen Mode innerhalb eines Resonators benutzt.

$$\text{LE}_q : \text{TEM}_{nm} \quad (\text{A.3-1})$$

Der erste Teil  $\text{LE}_q$  beschreibt hierbei den longitudinalen Charakter entlang der Hauptachse, während  $\text{TEM}_{nm}$  die transversalen Eigenschaften in zwei senkrecht stehenden Richtungen festlegt. Die Indices  $q$  und  $nm$  geben hierbei die Anzahl der Knoten entlang der entsprechenden Achsen an, dadurch lässt sich das Strahlungsfeld innerhalb des Resonators vollständig beschreiben.

Hierbei ist zu beachten, dass nur in der longitudinalen Richtung  $\text{LE}_q$  der Resonator durch Grenzbedingungen (Spiegel) abgeschlossen wird. In  $\text{TEM}_{nm}$  Richtung hingegen ist der Resonator aber offen.

Eine  $\text{TEM}_{00}$  Mode entspricht hierbei der einfachsten transversalen Mode, welche einer gaussförmigen Verteilung entspricht. Auch die in Kapitel 3 untersuchte Glasfaser hat in ihrer  $\text{TEM}_{00}$  Grundmode ein annähernd gaussförmiges Strahlprofil. Die Abweichungen resultieren in der dort vorhandenen transversalen Randbedingung durch den Glasfasermantel.

## A.4 Einheiten und Normierung

Teile dieser Arbeit nähern sich dem untersuchten submm-Bereich von der Optik wie auch von der klassischen Mikrowellentechnik Seite. Vor allem im Kapitel 2 werden beide Ansätze gemischt benutzt. Um die so gewonnen Messgrößen untereinander überführen zu können, werden nun die benutzten Einheiten und Normierungen vorgestellt.

### A.4.1 dB, dBm und dBmV

In der Mikrowellentechnik werden häufig Signal-Leistungen und Signal-Amplituden logarithmisch und relativ dargestellt, wohingegen in der Optik lineare absolute Angaben gebräuchlich sind. Die relativen Angaben werden in der Einheit dB dargestellt. Absolute Angaben werden dann in dB relativ zu einer SI-Einheit oder ihrer Skalierung wie V, mV, mW oder W gemacht.

Die Einheit dB ist nun folgendermaßen definiert: Eine Angabe von 3 dB bedeutet eine Verdopplung oder bei -3 dB eine Halbierung der Leistung an einem Lastnetzwerk. Geht man von einem reellen Lastnetzwerk aus, kann auch eine relative Aussage über die anliegende Spannung angestellt werden, die an diesem Lastnetzwerk anliegt. Dabei folgt, dass sich bei einer Verdoppelung/Halbierung  $\pm 3$  dB der Spannung eine Leistungsänderung von  $\pm 6$  dB ergibt. Aus diesem relativen Zusammenhang leiten sich nun beispielhaft folgende absolute Einheiten ab.

$$\text{dBm} = \log(\text{mW}) \cdot 10 \quad \text{mW} = 10^{\text{dBm}/10} \quad (\text{A.4-1})$$

$$\text{dBmV} = \log(\text{mV}) \cdot 20 \quad \text{mV} = 10^{\text{dBmV}/20} \quad (\text{A.4-2})$$

Dabei wird im allgemeinen Gebrauch davon ausgegangen, dass eine dB Angabe, wenn nicht anders angegeben ist, sich auf Leistung bezieht. Deshalb wird gerne, wenn eine Verwechslungen auszuschließen ist, dBmW und dBW mit dBm und dB abgekürzt.

### A.4.2 MSA, DSA und OSA Normierung

In Kapitel 2 werden unterschiedliche Messungen mit Hilfe eines MSA, DSA und einem OSA gemacht<sup>1</sup>. Dabei werden im allgemeinen die Messungen mit unterschiedlichen Bandbreiten durchgeführt. Um dennoch ihre Ergebnisse vergleichen zu können, bietet es sich an, die verwendete Bandbreite auf 1 Herz zu normieren. Dabei muss aber die verschiedene Funktionsweise des OSA im Vergleich zum MSA oder DSA sowie die Struktur der

---

<sup>1</sup> MSA= Mikrowellen-, DSA=Digitaler-, OSA=Optischer-Spektrumanalysator



Eingangssignale und das Zeitfenster der Messung berücksichtigt werden. Geht man nun von einem schon in der jeweils durchgeführten Messung breitem Signal oder Rauschen im Vergleich zur verwendeten Bandbreite  $\Delta f$  aus, erhält man für den OSA und den MSA/DSA folgende Normierungen

$$I_{1\text{Hz}}(f) = I_{\Delta f}(f) \cdot \Delta f^{-1} \quad \text{für OSA} \quad (\text{A.4-3})$$

$$I_{1\text{Hz}}(f) = I_{\Delta f}(f) \cdot \Delta f^{-0.5} \quad \text{für MSA/DSA.} \quad (\text{A.4-4})$$

Die lineare Normierung  $f^{-1}$  beim OSA hat die Ursache in der nicht kohärenten Detektionsweise, die bei den einzelnen Frequenzkomponenten innerhalb einer gewählten Bandbreite nur die Intensitäten berücksichtigt, die dann integriert werden. Die Wurzel Herz Normierung  $f^{-0.5}$  hingegen beim MSA/DSA lässt sich aus der dort zusätzlichen Berücksichtigung der Phasen bei der Integration erklären.

Die bei den Messungen zusätzlich auftretenden schmalen Peaks aus dem Mischprodukt beider Laser, welche immer als  $< \Delta f$  anzusetzen sind und im allgemeinen nur 1-3 Datenpunkte breit sind, werden nicht skaliert.

$$I_{1\text{Hz}}(f) = I_{\Delta f}(f) \cdot 1 \quad \text{für OSA} \quad (\text{A.4-5})$$

$$I_{1\text{Hz}}(f) = I_{\Delta f}(f) \cdot 1 \quad \text{für MSA/DSA.} \quad (\text{A.4-6})$$

Dies ist sinnvoll, da ihre Breite aus der Ausgangsmessung nicht bestimmbar ist und deshalb als monochromatisch mit einer Breite von 0 Hz angesetzt werden kann, dessen Intensität unabhängig von der Bandbreite ist. Zusätzlich kann für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente nach Abschnitt 2.4 gezeigt werden, dass es sich bei den untersuchten Mischsignalen jeweils um einen einzelnen FM-modulierten Oszillator handelt. Geht man nun von einem kleinen Zeitfenster der Messung aus, ist dessen instantane Frequenz ebenfalls konstant und damit unabhängig von der Bandbreite.

(Leerseite)

## Anhang B

### Grundlagen der verwendeten submm/optischen Detektoren

In diesem Teil B des Anhanges wird eine Einführung in die physikalischen Prinzipien und die Möglichkeiten, die die in dieser Arbeit verwendeten **Golay-Zelle** B.1 und den benutzten optischen Spektrumanalysator (OSA) B.2 bieten, soweit sie für die durchgeführten Experimente von Belang sind, gegeben.

#### B.1 Golay Zelle

Für die meisten Leistungsmessungen der in den Experimenten für diese Arbeit generierten submm-Strahlung wird eine in Russland gefertigte **Golay-Zelle** erfolgreich benutzt. Bei der verwendeten **Golay-Zelle** handelt es sich um einen Neubau aus der wiederaufgenommen Produktion von **Golay-Zelle**, nachdem sie in den späten 80er und 90er Jahren nicht auf dem westlichen Markt käuflich zu erwerben waren. Im nächsten Abschnitt B.1.1 wird der allgemeine Aufbau der verwendeten **Golay-Zelle** und das Funktionsprinzip beschrieben. Danach wird in Abschnitt B.1.2 auf die Empfindlichkeit und den benutzten mechanischen Aufbau für die durchgeführten Messungen eingegangen. Abschließend wird in Abschnitt B.1.4 eine Bewertung der **Golay-Zelle** im Hinblick auf die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente gegeben.

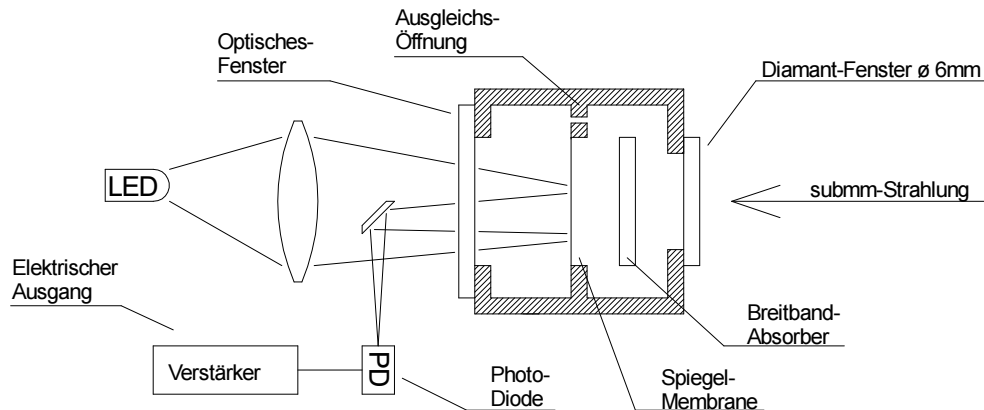
##### B.1.1 Allgemeiner Aufbau und Funktionsprinzip

Die benutzte **Golay-Zelle**, wie sie in Abbildung B.1 schematisch dargestellt ist, stellt einen klassischen breitbandigen Intensitätsdetektor dar, der sehr kompakt ist und bei Raumtemperatur von  $\approx 300\text{ K}$  betrieben werden kann. Trotzdem besitzt die verwendete **Golay-Zelle** in dem für diese Arbeit verwendeten Aufbau ein Eigen-Rauschen oder **NEP**<sup>1</sup>, das die kleinste vom Hintergrund unterscheidbare Leistung der Strahlung bei einer gegebenen zeitlichen Mess-Bandbreite bezeichnet. Das **NEP** bei der verwendeten **Golay-Zelle** liegt dabei bei  $\text{NEP} \approx 0.3\text{ nW Hz}^{0.5}$ .

Die **Golay-Zelle** besteht aus einer mit Helium gefüllten Kammer, wie sie in Abbildung B.1 dargestellt ist. Die Kammer ist zweigeteilt und durch eine verspiegelte Membrane getrennt. In die vordere Mess-Kammer tritt die zu messende submm-Strahlung durch ein

---

<sup>1</sup> **NEP**=Noise Equivalent Power

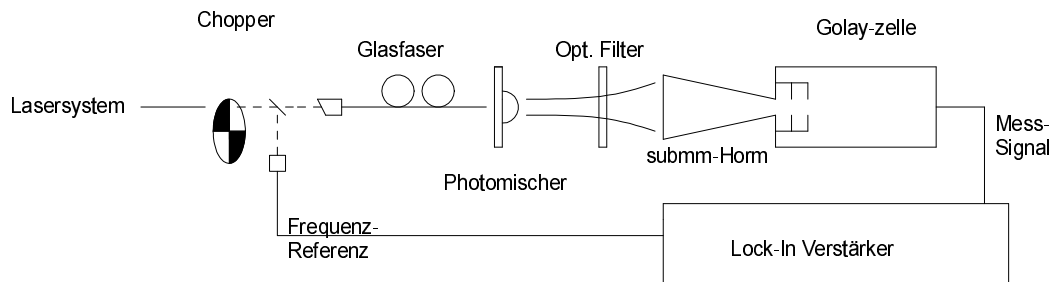


**Abbildung B.1 :** Schematischer Aufbau der verwendeten Golay-Zelle.

Fenster mit einem Durchmesser von 6 mm ein und wird von einem Breitband-Absorber in thermische Energie überführt. Diese Erwärmung des Absorbers wird an das Helium in der Kammer weitergegeben, welches sich entsprechend der Erwärmung ausdehnt und die Membrane verformt. Diese Verformung wird mit Hilfe einer in der Abbildung B.1 dargestellten Optik gemessen und in ein elektrisches Signal überführt. Der hintere Teil der Kammer dient als Ausgleichs-Kammer und ist durch eine Ausgleichsöffnung mit der Mess-Kammer verbunden. Diese Ausgleichsöffnung hat zwei Konsequenzen. Einmal verhindert sie eine Beschädigung der Zelle durch äußere Temperatur- und Luftdruck- Unterschiede. Außerdem erzeugt sie eine Differenzierung der einfallenden Strahlung, so dass die Golay-Zelle „blind“ für einen gleichbleibenden Strahlungshintergrund ist. Als Konsequenz muss die zu messende Strahlungsquelle mit einer bestimmten optimalen Frequenz an- und ausgeschaltet werden, um die größte Empfindlichkeit zu erhalten.

Des weiteren ist bei den Messungen mit Hilfe einer Golay-Zelle zu beachten, dass sie sehr empfindlich auf mechanische Störungen reagiert, so dass es bei einer Verschiebung der Golay-Zelle einige Sekunden dauert, bis sich ein gültiger Wert einstellt. Auch muss ungewünschte Wärmestrahlung durch geeignete Filterung abgeblockt werden.

Im nächsten Abschnitt wird der in den Experimenten benutzte Messaufbau vorgestellt und die optimale Frequenz für die dabei verwendete Golay-Zelle bestimmt.



**Abbildung B.2 :** Der in den Experimenten benutzte Messaufbau zur Messung von submm-Strahlung mit Hilfe der Golay-Zelle.

### B.1.2 Der bei den Experimenten verwendete Aufbau

Wie im vorigen Abschnitt B.1.1 beschrieben ist es notwendig, das zu messende submm-Signal in der Intensität zu modulieren, so dass die submm-Strahlung durch die Golay-Zelle detektiert werden kann. Der naheliegende Ansatz, welcher in Abbildung B.2 dargestellt ist, findet auch bei den meisten Experimenten dieser Arbeit Anwendung. Bei diesem Ansatz wird die gesamte Laserstrahlung, die zur Anregung der Photomischer verwendet wird, vor der Koppelung in die Glasfaser durch einen mechanischen Chopper<sup>1</sup> moduliert. Bei der Bewertung dieses Ansatzes ist zu berücksichtigen, dass die verwendete Golay-Zelle auch modulierte Wärmestrahlung sowie optische Strahlung zusätzlich zu dem generierten submm-Signal detektieren kann. Als optische Quellen ist hierbei die direkte Modulation der Laserstrahlung anzusehen. Als Wärmequellen ist einmal eine Erwärmung durch die Absorption der optischen Laserleistung und zum anderen der elektrische Stromfluß durch den Photomischer anzusehen.

Die Vorteile des beschriebenen Modulations-Ansatzes sind einmal die leichte experimentelle Realisierung sowie die rein passive Modulation des Mess-Systems und der kontinuierliche Betrieb des aktiven Lasersystems anzusehen. Als Nachteil ist anzusehen, dass die gesamte optische Leistung des Lasersystems moduliert wird und sie somit eine starke Störquelle darstellt. Bei einer näheren Betrachtung zeigt sich, dass die direkt in den Photomischer eingestrahlte Strahlung nach Berücksichtigung der Reflexionsverluste, wie sie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben werden, vollständig vom GaAs-Substrat absorbiert wird

<sup>1</sup> Lichtzerhackers

und direkt keine Störquelle darstellt. Die restliche Streustrahlung aus dem Aufbau kann leicht durch eine schwarze PE-Folie<sup>1</sup> vor der Golay-Zelle absorbiert werden. Somit sind von der Laserstrahlung nur die durch sie bewirkten thermischen Strahlungen durch Aufheizen des Substrates zu berücksichtigen. Bei einer Bewertung dieses Effektes kann sich die Messung der Polarisationssebene der emittierten submm-Strahlung der Photomischer, wie sie in Abschnitt 5.3.4 durchgeführt wird, zunutze machen. Die thermische Strahlung ist als unpolarisiert anzusehen, so dass sie bei Drehung der Orientation des Polarisationsfilters als kontinuierlicher Hintergrund auffallen würde. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte keine diesbezügliche Hintergrund-Strahlung festgestellt werden.

Somit kann die thermische Strahlung sowohl der Laser wie auch die Strahlung, die durch den elektrischen Verlust innerhalb des Photomischer erzeugt wird, bei den durchgeführten Experimenten und einer Modulation der Laser-Strahlung, wie sie in Abbildung B.2 dargestellt ist, vernachlässigt werden.

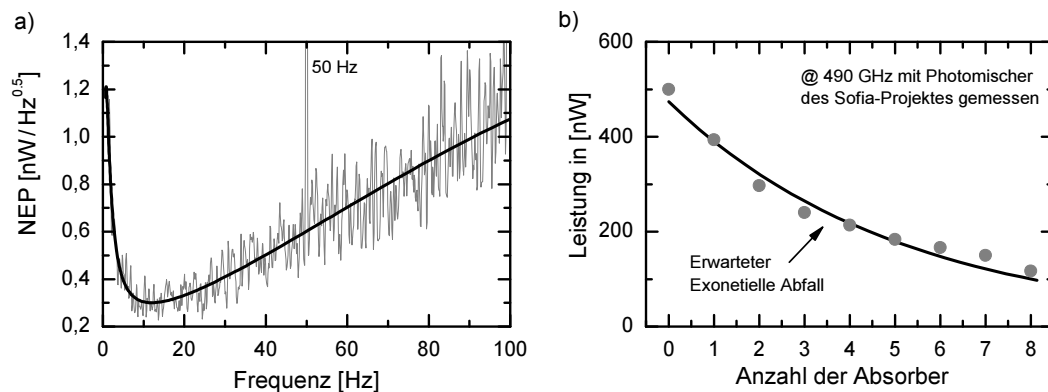
Bei zukünftigen Experimenten und Messungen können die Störquellen, falls erforderlich, durch eine Modulation nur eines Diodenlasers oder durch eine Spannungs-Modulation der verwendeten Photomischer reduziert werden. Bei diesen Modulationsvarianten ist aber immer zu beachten, dass sie entweder aktiv in das Lasersystem oder aktiv in die Spannungsversorgung des Photomischer eingreifen und somit Rückkopplungen und zusätzliche Störungen, die eine Messung beeinträchtigen können, durch geeignete Maßnahmen auszuschließen sind.

### B.1.3 Empfindlichkeit/Chopfrequenz

Um die Empfindlichkeit der Golay-Zelle und den Einfluss der Mess- oder Chop-Frequenz in dem verwendeten Messaufbau zu überprüfen, wird einmal das messfrequenzabhängige Hintergrundrauschen der Golay-Zelle sowie das relative Frequenzverhalten bei einer konstanten Eingangsleistung mit Hilfe des auch bei den restlichen Experimenten verwendeten Lock-In Amplifiers vermessen. Der Quotient aus diesen Messungen, der das NEP der verwendeten Golay-Zelle darstellt, ist unter Berücksichtigung der vom Hersteller der Golay-Zelle vermessenen Verstärkung von 20  $\text{kV}/\text{Watt}$  im linken Teil der Abbildung B.3 bei einer elektrischen Bandbreite des Lock-In Amplifiers von 1 Hz dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass das optimale NEP mit einem Wert von  $\text{NEP} \approx 0,3 \text{ nW}\sqrt{\text{Hz}}$  bei einer Frequenz von  $\approx 12 \text{ Hz}$  liegt.

---

<sup>1</sup> Poly-Ethylen



**Abbildung B.3 :** a) Empfindlichkeit der verwendeten Golay-Zelle in Abhängigkeit der verwendeten Chop-Frequenz, b) Linearität der Golay-Zelle gemessen mit einer variablen Anzahl gleicher Absorber bei 490 GHz.

Bei den meisten Experimenten wird die Golay-Zelle bei einer Frequenz von  $\approx 22$  Hz benutzt. Die höhere Frequenz ist nötig, damit das für die orts aufgelösten Messungen in Kapitel 6 benötigte Zeitverhalten erreicht wird.

### B.1.4 Bewertung der Golay-Zelle

Wie die Experimente in Kapitel 6 zeigen, kann die Golay-Zelle erfolgreich für die meisten in dieser Arbeit durchgeführten Experimente eingesetzt werden. Auch zeigt sich dort, dass die minimale Empfindlichkeit NEP auch ausreichend für die durchgeführten Messungen ist. Die Empfindlichkeit gegenüber akustomechanischen Störungen ist für die durchgeführten Experimente vernachlässigbar, da die Golay-Zelle mechanisch stabil auf dem optischen Tisch montiert ist. Für nachfolgende Experimente und Messungen, bei denen eventuell die Golay-Zelle bewegt werden muss, müssen diese akustomechanischen Störungen allerdings immer berücksichtigt werden.

## B.2 Optischer Spektrum Analysator (OSA)

Bei einer Vielzahl der Messungen wird zu Kontrollzwecken ein Optischer-Spektrum-Analysator oder OSA der Firma *ANRITSU* verwendet, welcher für Messungen im Telekommunikationsbereich optimiert ist. Konzeptionell funktioniert er im Gegensatz zu klassischen Gitterspektrometern, wie sie in [15] und [16] benutzt und dort näher beschrieben sind, nicht

mit einem festen Gitter und eine CCD-Zeile als Detektor. Der bei den Messungen benutzte OSA hat nur ein lichtempfindliches Element. Ein Frequenzprofil wird dadurch aufgenommen, indem das Gitter durch einen Motor in eine Rotation mit einer Geschwindigkeit von  $\approx 60$  rpm versetzt wird. Das zu messende Frequenzprofil wird nun sequentiell aufgenommen. Durch diesen Aufbau ist das Gerät sehr kompakt und kann in einer Messung ein Frequenzprofil von 600 nm bis 1700 nm mit hoher spektraler Auflösung erzeugen. Der Nachteil dieser Methode ist, dass die Auflösung nicht wie bei einem klassischen Gitterspektrometer durch die CCD-Zeile, das Gitter und die verwendete Geometrie festgelegt ist, sondern von der Gleichmäßigkeit der Rotation des Gitters abhängt. Diese Gleichmäßigkeit wird mit Hilfe der im Abschnitt 2.4.1 vorgestellten Messmethode zur Frequenzbestimmung überprüft, inwieweit zuverlässig die Frequenzmessung mit dem OSA ist.

Diese Überprüfung ergibt eine Abweichung bei den zwei Diodenlaser mit einem Abstand  $< 1$  THz von  $< 5$  GHz. Der absolute Fehler ist nach der Gerätedokumentation  $< 300$  pm. Ein weiterer Vorteil dieses Gerätes ist die Möglichkeit den OSA komplett über eine GPIB Schnittstelle auszulesen und zu steuern, was bei den Experimenten in Kapitel 5 auch Anwendung findet. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Einkopplung in den OSA durch eine Single-Mode Glasfaser erfolgt. In den Messungen zeigt sich, dass nur Aussagen über die Differenzfrequenz reproduzierbar sind. Aussagen über die Amplitudenverhältnisse beider Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  sind nur sehr bedingt reproduzierbar. Aus diesem Sachverhalt folgt, dass die einzelnen Frequenzkomponenten der beiden Diodenlaser  $DL_A$  und  $DL_B$  unterschiedlich innerhalb des Ausgangsstrahls des TLA verteilt sind und sich so auch nur unterschiedlich gut in die Glasfaser des OSA einkoppeln lassen.



## Anhang C

### Bei der numerischen Simulation verwendete Scriptsteuerung

Für die in Kapitel 4 beschriebene Simulation des Photostromes wird zur Steuerung des Programms eine Script-Sprache, die es ermöglicht, diese Simulation in weiten Teilen zu automatisieren, verwendet. Da in ihr alle relevanten Einstellungen der Simulation enthalten sind, ist es auch später jederzeit anhand des Scriptes möglich, die Simulation und die Ergebnisse zu rekonstruieren und zu wiederholen. Das hier vorgestellte Script entspricht der in Abschnitt 4.1.6 durchgeführten Messung.

#### C.1 Script Beispiel

Im ersten Teil des Scriptes werden die festen Umgebungsparameter durch Setzen der entsprechenden internen Variablen bestimmt.

```
1  set(_world,10u,"Welt Groesse")
2  set(_field,100,"SimFeld Groesse")
3  set(_oversample,1,"oversample des SimFeldes")
4  set(_damp1,1.98,"Relaxionskonstante 1") set(_damp1,1.5,"Relaxionskonstante 2")
5  set(_alpha,0.000018) set(bias,10,"Angelegte Spannung (-1/2 bis +1/2) ")
6  allocatemem()
```

Anschließend, nachdem ein entsprechender Speicherbereich angefordert worden ist, kann die Geometrie der zu untersuchenden Struktur festgelegt werden.

```
7  rect(0u,0u,10u,10u,10M)      // Hintergrund rect(2.5u,0u,7.5u,2u,1)      //
8  Zuleitung rechts spike(2.5u,2u,7.5u,7u,4,1) spike(2.5u,3u,7.5u,10u,3,1) //
9  Zuleitung links rect(2.5u,0u,7.5u,0u,1)
```

Die eigentliche Simulation wird nun durch den nächsten Block definiert. Dieser Block besteht aus drei Schleifen. In einer Schleife  $z$  wird der Abstand der Glasfaser von 0-100  $\mu\text{m}$

verfahren. Für jede Entfernung wird eine weitere Schleife  $i$ , welche der in Abschnitt 4.1.3 dargestellten äußeren Schleife  $n$  entspricht. Dabei können zwei Abbruchbedingungen auftreten. Einmal ist die maximale Durchlaufzeit durch die Schleife begrenzt, falls die Simulation sich nicht stabilisiert. Der normale Abbruch wird durch Zeile 23 ausgelöst, wenn ein entsprechender Fehler in der Stromberechnung nach Abschnitt 4.1.5 unterschritten wird.

```
10  for(x,0,100u,2u)
11      laser(5u,5u,z,20m)
12      clearmem()
13      genlayout()
14      for(i,0,100,1)                // äußere Schleife
15          calcpotential(200)        // innere Schleife
16          calcstrom(0)
17          calcefeld(0)
18          calcleistung(0)
19          calclaser(0)
20          exiton(i,_StromErr,"<",0.01)
21      next(i)                        // Ende äußere Schleife
22      log(i)
23      out(_StromAvg) out(0)
24      freemem(0)
25  next(z)
```

Nach Beenden der Berechnung wird in diesem Script zu Kontrollzwecken die Anzahl der Schleifendurchläufe  $i$  in der Konsole und der Gesamtstrom in eine Datei geschrieben und der Speicher wieder freigegeben.

Wie dieses Beispiel zeigt, ist es durch die Script-Steuerung leicht möglich, eine Vielzahl von automatisierten Simulationen durchzuführen, wie sie auch im Kapitel 6 Anwendung finden.

## Verwendete Bezeichnungen und Variablen

### Bezeichnungen

1D	1-Dimensional
2D	2-Dimensional
AC	Wechselstrom
Al	Aluminium
ALMA	Atacama Large Mirror Array
AM	Amplitudenmodulation
$Ant_x^{xx}$	Klassifizierung der Antennenstruktur
AOS	akusto-optisches Spektrometer
APC	Steckverbindung für Glasfasern ohne Rückreflexe
APEX	Atacama Pathfinder Experiment
As	Arsen
$As_{xy}$	Arsen Defekte
CCD	Charged Coupled Device
DC	Gleichstrom
Dipol	Dipol Antenne
DL <sub>A</sub>	Diodenlaser type 60123 sn 12032 <i>NEWFOCUS</i>
DL <sub>B</sub>	Diodenlaser type 60123 sn 32322 <i>NEWFOCUS</i>
DLR	Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt
DLR-WP	DLR-Institut für Weltraumfahrt
DSA	Digitaler Spektrumanalysator type srs232 <i>Sanford Research</i>
DSO	Digitales Speicher Oszilloskope
FIR	Ferninfrarot
FM	Frequenz-Modulation
FSR	Freier Spektraler Abstand

GaAs	Gallium-Arsenid
GREAT	German Receiver for Astronomy at THz Frequencies
INP	Indium-Phosphit
IR	Infrarot
JWG	Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt
KOSMA	I. Physikalisches Institut der Universität Köln
Ga	Gallium
Ga <sub>xy</sub>	Gallium Defekte
LT-GaAs	Niedrig-Temperatur gewachsenes Gallium-Arsenid (GaAs)
LE <sub>q</sub> :TEM <sub>mn</sub>	logitudinal/transversale elektromagnetische Moden
LD	Laserdiode
MFD	Mode-Field-Diameter
MM	Multi-Mode
MPIfR	Max Planck Institut für Radioastronomie Bonn
MSA	Mikrowellen Spektrum Analysator
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NEP	Rausch-Intensität
OSA	Optischer Spektrumanalysator
P-Ebene	optische Ebene horizontal zum Aufbau wobei gilt $P \perp S$
PD	Photodiode
PM	Phasen-Modulation
PM <sub>x</sub> <sup>xx</sup>	Klassifizierung der Photomischer
POL	Polarisationsmodulation
PZT	Piezoelektrischer Versteller
Q-slot	Quadratslot Antenne
RF	Elektromagnetische Strahlung
S-Ebene	optische Ebene vertikal zum Aufbau wobei gilt $P \perp S$
Si	Silizium
SOFIA	Stratopheric Observatory for Infrared Astrononmy
submm	Frequenzbereich von 300 GHz bis 3 THz
Ti:Saphir	mit Titan dotierter Spahir Kristal
TLA	Tampered-Laser-Amplifier
V-Ebene	optische Ebene wobei gilt $W \perp V$
W-Ebene	optische Ebene wobei gilt $W \perp V$
ZF	Zwischenfrequenz

## Variablen/Konstanten

$\alpha, \beta$	Linearkoeffizienten
$a_{ij}$	Zellen der numerischen Simulation
$A$	Photoaktive Fläche
$A$	Amplitude
$AM_{xHz}$	AM-Modulationskomponenten
$A_{xx}, B_{xx}$	Einsteinkoeffizienten
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$d$	Spiegelabstand des Etalons
$d_{GaAs}$	Dicke des Photomischers
$d_{Si}$	Dicke des Siliziumsubstrates
$\eta$	Wirkungsgrad
$\eta_{opt}$	Optische Absorption
$E$	Elektrische Feldstärke
$E_{ij}$	Elektrisches Feld in der numerischen Simulation
$E_{bruch}$	Elektrische Durchbruchfeldstärke
$E_{bias}$	Durch Vorspannung generiertes elektrische Feld
$E_x$	Energiezustände
$\Delta f$	Differenzfrequenz
$f_{sch}$	Schwebungsfrequenz
$f_{mod}$	Frequenzmodulation der Schwebungsfrequenz
$f_z$	Zentralfrequenz
$FM_{xHz}$	FM-Modulationskomponenten
$I_{ij}$	Strom Feld in der numerischen Simulation
$I_{dunkel}$	Dunkelstrom
$I_{photo}$	Photostrom
$I_{ges}$	Gesamtstrom
$k_d$	Kerndurchmesser
$L_{ij}$	Leistungs Feld in der numerischen Simulation
$L$	Abstand vom Drehpunkt zum Gitter
$l_{LD}$	Länge Laserdiode
$l_x$	Länge der Resonatorabschnitte des Diodenlasers
$\lambda$	Wellenlänge des Lasers
$\Lambda$	Linienabstand des verwendeten Gitters

$m, n$	Transversale Moden Ordnungen
$m_d$	Manteldurchmesser
$\mu_e, \mu_e$	Mobilität Elektronen/Löcher
$\nu$	Frequenz
$\nu_{\text{opt}}$	Optische Frequenz
$n_{\text{LD}}$	Brechungsindex Laserdiode
$n_k, n_m$	Brechungsindex Kern, Mantel
$n_{\text{Si}}$	Brechungsindex Silizium
$N_x$	Besetzungszustände
$n_x$	Brechungsindex
$\omega_1, \omega_2$	Kreisfrequenz
$\omega_z$	Strahldurchmesser in Distanz $z$ zur Glasfaserspitze
$\omega_{\text{sch}}$	Kreisfrequenz Schwebung
$\omega_d(z, \lambda)$	Strahldurchmesser
$\omega_r(z, \lambda)$	Strahlradius
$\Phi$	Fernfeldsteigung
$\Phi_{ij}$	Elektrisches Potential in der numerischen Simulation
$\varphi$	Phasenlage
$P_{\text{opt}}/P^{\text{opt}}$	Optische Leistung
$P_{ij}^{\text{opt}}$	Optische Leistung in der numerischen Simulation
$P_{\text{ges}}^{\text{opt}}$	Optische Gesamtleistung
$P_{\text{gap}}^{\text{opt}}$	Optische Leistung innerhalb des Gaps
$P_{\text{eff}}^{\text{opt}}$	Effizienz der optischen Beleuchtung
$P_{\text{glei}}^{\text{opt}}$	Gleichmäßigkeit der optischen Beleuchtung
$P_{\text{max}}^{\text{opt}}$	Maximale optische Beleuchtung
$P_{\text{min}}^{\text{opt}}$	Minimale optische Beleuchtung
$P_{\text{RF}}$	RF Strahlung
$P_{\text{sch}}$	Intensität optisches Schwebungssignal
$P_2, P_2$	Intensitäten der Laserfrequenzen
$P_{x[\text{Hz}]}$	Spitzen innerhalb des Frequenzspektrums bei $x$ Hz
$P_{\text{ges}}$	Gesamtleistung
$q$	Wellenzahl /longitudinale Mode
$r_{ij}$	Widerstandsfeld in der numerischen Simulation
$R$	Reflexion (Intensität)
$r$	Spiegelradius
$r_x$	Reflektivität (Amplitude)

$r_k, r_m$	Radius Kern/Mantel
$\rho_e, \rho_h$	Dichte Elektronen/Löcher
$r_{Si}$	Radius der Silizium Linse
$\sigma$	Leitfähigkeit
$s$	Addierte transversale Moden Ordnung ( $s = n + m$ )
$T$	Transmission (Intensität)
$T_g$	Wachstumstemperatur
$t_x$	Transmission (Amplitude)
$\tau$	Ladungsträgereinfangzeit
$\theta_x$	Winkel innerhalb des Resonators
$V_{Bias}$	Vorspannung
$x$	Anzahl TEM Moden zwischen LE Moden
$x, y, z$	Position innerhalb der X,Y,Z-Achsen
$X, Y, Z, \Phi, \Theta$	Achsen mechanischer Verschiebung
$x', y', z'$	Position innerhalb der X',Y',Z'-Achsen
$X', Y', Z'$	Achsen PZTVerschiebung
$x^{abs}, y^{abs}, z^{abs}$	Position innerhalb der $X^{abs}, Y^{abs}, Z^{abs}$ -Achsen
$X^{abs}, Y^{abs}, Z^{abs}$	Achsen auf Photomischer bezogen
$z$	Distanz zur Glasfaserspitze
$z_r$	Rhaily Entfernung

(Leerseite)



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Boeing-747SP des SOFIA-Projekts, Bildmontage nach[4]. . . . .	15
1.2	Radioteleskope des ALMA-Projekts, Bildmontage nach[5]. . . . .	16
2.1	Besetzungszustände innerhalb eines p-n Übergangs. . . . .	21
2.2	Allgemeiner Aufbau und Strahlverlauf des verwendeten Lasersystems. . . .	23
2.3	Geometrie und Regelmöglichkeiten der benutzten Velocity Diodenlaser. . .	25
2.4	Leistungs- und Frequenzabhängigkeit der Diodenlaser $DL_A$ und $DL_B$ in Abhängigkeit des Injektionsstroms bei einer Wellenlänge von 780 nm. . . . .	27
2.5	Abstimmbarkeit und frequenzabhängige Ausgangsleistung der verwendeten Diodenlaser $DL_A$ und $DL_B$ bei jeweils maximaler Ausgangsleistung. . . . .	28
2.6	Schematischer Aufbau und Strahlverlauf des verwendeten <i>TA100</i> Laser- verstärkers. . . . .	29
2.7	Abstimmverhalten des Laserverstärkers bei Anregung mit den Diodenlaser $DL_A$ und $DL_B$ bei gleichem Maßstab im Vergleich zu den einzelnen Dioden- laser. . . . .	30
2.8	Beobachtete Modenstrukturen des verwendeten Etalons: a) optimierte Ein- kopplung beider Laser $DL_A$ , $DL_B$ , b) Generation hoher transversaler Moden innerhalb des Etalons mit Laser $DL_A$ . . . . .	34
2.9	AM-Modulation/Rauschen bis 100 kHz der Diodenlaser $DL_A$ , $DL_B$ und des Laserverstärkers $TLA+DL_A$ . . . . .	37
2.10	FM-Rauschen bis 400 MHz bei einer Schwebungsfrequenz zwischen den Di- odenlaser $DL_A$ und $DL_B$ von 235 MHz mit und ohne Verstärkung durch den $TLA$ . . . . .	38
2.11	FM-Demoduliertes Schwebungssignal bei einer Schwebungsfrequenz der bei- den Diodenlaser $DL_A$ und $DL_B$ um 95 MHz. . . . .	40

2.12	Nebenmaxima bis $\pm 30$ GHz mit Hilfe einer Frequenzfaltung beider Diodenlaser $DL_A$ und $DL_B$ jeweils mit und ohne TLA bestimmt. . . . .	43
2.13	Breitband-Rauschen der spontanen Emission des Diodenlasers $DL_A$ mit und ohne TLA mit Hilfe des OSA bestimmt. . . . .	44
2.14	Koppelung der Frequenzkomponenten des AM-Rauschens aus Abbildung 2.9 mit dem FM-Rauschen aus Abbildung 2.11 . . . . .	49
3.1	SM-1224-Glasfaser, ohne Hülle mit einem Manteldurchmesser von $125\mu\text{m}$ und eingekoppelter IR-Strahlung im Kern. . . . .	56
3.2	Strahlprofil innerhalb einer Singlemode-Glasfaser. . . . .	58
3.3	Strahlprofil und Öffnungswinkel der verwendeten Glasfaser: a) Nahfeld-Approximation, b) experimentelle Fernfeldmessung. . . . .	60
3.4	Experimentelle Frequenzabhängigkeit des Strahlprofils und daraus resultierende räumliche Überschneidung der Strahlprofile der verwendeten Glasfaser. . . . .	61
3.5	Wellenlängen und mechanische Abhängigkeit der Polarisierung beim Durchgang durch die verwendete Glasfaser: a) Änderung der Wellenlänge, b) Änderung der Geometrie. . . . .	63
3.6	Theoretische Verluste beim Glasfaser-Luft-Substrat Übergang in Abhängigkeit des Brechungsindex des Substrates. . . . .	65
3.7	Experimentelle Verluste beim Glasfaser-Luft-Substrat Übergang bei Verwendung von Al und GaAs als Referenzsubstrat im Vergleich zum erzeugten DC-Photostrom. . . . .	66
3.8	Mechanischer Aufbau, der für diese Arbeit entwickelt und aufgebaute Positioniereinheit. . . . .	69
3.9	Optische Kontroll/Messmöglichkeiten bei der verwendeten Positioniereinheit. . . . .	71
3.10	Beispiel erfassung 2D-Bereiche zur Bestimmung der absoluten $(X^{\text{abs}}, Y^{\text{abs}})$ Position der Glasfaserspitze auf der Mischer/Antennen-Struktur. . . . .	74
3.11	Manuelle Abstandsmessung Glasfaser-Substrat mit dem Hilfsmikroskop unter einem Winkel von $45^\circ$ : a) schematischer Aufbau, b) Referenz-Messreihe. . . . .	76

3.12	Automatisierte Abstandsbestimmung Glasfaser-Substrat mit Hilfe der CCD-Kamera bei freiem Winkel: a) Auswertung des CCD-Bildes, b) Referenz-Messreihe. . . . .	77
3.13	Dynamische Korrekturnotwendigkeit des $Z'$ Abstandes: a) unkorrigierte Messung, b) korrigierte Messung. . . . .	79
4.1	Analytischer Vergleich der Ausleuchtung einer $PM_5^{ff}$ Photomischer Struktur mit dem experimentell gemessenen DC-Photostrom. . . . .	85
4.2	Bei der Simulation verwendetes Simulationsraster: a) Überblick, b) Einzelzellen $a_{ij}$ im Detail. . . . .	86
4.3	Dunkelstrom Vergleich: a) eine einfachen Gaps-Struktur $PM_5^{ff}$ , b) mit der einer ohmschen Brücke $PM_{25k\Omega}^{ff}$ . . . . .	93
4.4	Vergleich der numerischen Simulation und den durchgeführten Experiment anhand der $PM_5^{ff}$ Photomischer-Struktur . . . . .	95
5.1	Mikroskopische Übersicht der untersuchten LT-GaAsPhotomischer mit der in dieser Arbeit verwendeten Nomenklatur der einzelnen Photomischer. . .	103
5.2	Für die durchgeführten Experimente benutzte Photomischer/Si-Linsen Halterung. . . . .	105
5.3	Schematischer Schnitt durch Si-Linse/Si-Substrat Kombination. . . . .	105
5.4	Bei den Experimenten verwendete Antennenstrukturen mit der zu erwartenden Polarisation der emittierten submm-Strahlung. . . . .	107
5.5	RF- und DC-Verhalten der Filterstruktur bei Anregung innerhalb des ersten $\lambda/4$ Filterelementes. . . . .	109
5.6	Der verwendete Goniometeraufbau für die Messung der Abstrahlprofile der Dipol( $Ant_{210}^{dip}$ ) und der Q-slot( $Ant_{90}^{qslot}$ ) Antenne . . . . .	110
5.7	Gemessenes Antennenprofil der Dipol- und der Q-slot-Antenne . . . . .	111
5.8	Vergleich der Frequenzabhängigkeit von Dipol( $Ant_{210}^{dip}$ ) und Q-slot( $Ant_{90}^{qslot}$ ) Antennen von DC bis 800 GHz . . . . .	114
5.9	Messung der Polarisationssebene der Dipol-Antenne $Ant_1^{ff}$ bei Frequenzen von DC bis 950 GHz. . . . .	116

5.10	Modifizierte Länge der ersten $\lambda/4$ Filterleitung bei den modifizierten Antennenlayouts der untersuchten $\text{Ant}_x^{\text{ff}}$ , $\text{Ant}_x^{\text{sf}}$ und $\text{Ant}_x^{\text{ss}}$ Serien . . . . .	117
6.1	Gesammelte Übersicht über die bei den Versuchen verwendeten 2D-Flächen und 1D-Schnitte in bezug auf die untersuchten Photomischerstrukturen, dargestellt am Beispiel von $\text{PM}_5^{\text{ff}}$ : a) Überblick, b) Detailansicht. . . . .	122
6.2	DC-Photostrom an der Koplanaren-Zuleitung, bei starker Fokussierung der Beleuchtung (1D-Schnitt A in Abbildung 6.1). . . . .	123
6.3	Betrachtung des DC-Photostroms an der Koplanaren-Zuleitung bei starker Fokussierung der Beleuchtung an den in Abbildung 6.2 eingezeichneten Punkten: a) absolute Werte, b) normierte DC-Photostrom. . . . .	124
6.4	DC-Photostrom über einen 2D-Bereich der V-förmigen Zuleitung bei starker Fokussierung der Beleuchtung (2D-Bereich B in Abbildung 6.1) . . . . .	126
6.5	Ortsaufgelöster DC-Photostrom bei überbrückender Beleuchtung und wechselnder Polarität (2D-Bereich C in Abbildung 6.1) . . . . .	127
6.6	Der Stromfluss innerhalb des Photomischers, im Vergleich zwischen vollständigen und der einseitigen Beleuchtung. . . . .	128
6.7	Hochaufgelöste 2D-Messung des DC-Photostroms/RF-Leistung der Photomischer $\text{PM}_{05}^{\text{ss}}$ , $\text{PM}_1^{\text{ss}}$ und $\text{PM}_5^{\text{ss}}$ (2D-Bereich D in Abbildung 6.1). . . . .	130
6.8	I-RF-Kennlinie und Rohdaten von $\text{PM}_1^{\text{ss}}$ (entspricht Schnitt E in Abbildung 6.1) . . . . .	131
6.9	I-RF Kennlinien von $\text{PM}_{05}^{\text{ss}}$ , $\text{PM}_2^{\text{ss}}$ , $\text{PM}_5^{\text{ss}}$ analog zu Abbildung 6.8 gemessen und ausgewertet. . . . .	133
6.10	2D-Messung von $\text{PM}_1^{\text{sf}}$ , und $\text{PM}_2^{\text{sf}}$ und $\text{PM}_5^{\text{sf}}$ über den in Abbildung 6.1 mit F markierten Bereich. . . . .	134
6.11	Hochaufgelöste 2D-Messung des DC-Photostrom/RF-Leistungs der Photomischer $\text{PM}_1^{\text{sf}}$ , $\text{PM}_2^{\text{sf}}$ und $\text{PM}_5^{\text{sf}}$ (2D-Bereich D in Abbildung 6.1) . . . . .	135
6.12	Auswertung der 2D-Messung $\text{PM}_1^{\text{sf}}$ $\text{PM}_2^{\text{sf}}$ $\text{PM}_5^{\text{sf}}$ mit den Messungen aus Abbildung 6.11 . . . . .	136
A.1	Vergleich des DC- und des AC- Anteils bei einer heterodyn Frequenzmischung aus $P_1$ mit fester Leistung 1 und variabler Leistung von $P_2$ : a) DC- und AC-Komponenten des Schwebungssignals, b) Verhältnis von $P_{\text{sch}}^{\text{AC}}$ und $P_{\text{sch}}^{\text{DC}}$	143

B.1	Schematischer Aufbau der verwendeten Golay-Zelle. . . . .	152
B.2	Der in den Experimenten benutzte Messaufbau zur Messung von submm-Strahlung mit Hilfe der Golay-Zelle. . . . .	153
B.3	a) Empfindlichkeit der verwendeten Golay-Zelle in Abhängigkeit der verwendeten Chop-Frequenz, b) Linearität der Golay-Zelle gemessen mit einer variablen Anzahl gleicher Absorber bei 490 GHz. . . . .	155

(Leerseite)

## Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich von der Intensität der spontanen/kohärenten Emission bei Verwendung des OSAs. . . . .	45
2.2	Abschätzung von der heterodynem spontanen Emission bei den durchgeführten Messungen. . . . .	47
2.3	FM und AM Empfindlichkeit der Diodenlaser in bezug auf die analogen Steuereingänge der Diodenlaser. . . . .	48
2.4	Vergleich der aus Abbildung 2.14 gewonnenen Information über die Kopplung des AM- und des FM-Rauschens mit den zu erwarteten Werten. . . . .	50
3.1	Mechanische und messtechnische Parameter der verwendeten Nahfeld-Beleuchtung. . . . .	80
5.1	Aus den Messungen gewonnene Abstrahlparameter der untersuchten Dipol- und Q-slot-Antennen . . . . .	112

(Leerseite)



## Literaturverzeichnis

- [1] RICHARD P. FEYNMAN: *Lectures on Physics*, Band 1. Addison-Wesley, 1963.
- [2] PROF DR.KARL M. MENTEN:  
<http://www.mpifr-bonn.mpg.de>.
- [3] PROF. DR. HARTMUT ROSKOS:  
<http://www.rz.uni-frankfurt.de/piweb/femto/index.html>.
- [4] SOFIA STRATOSPHERIC OBSERVATORY FOR INFRARED ASTRONOMY:  
<http://www.sofia.arc.nasa.gov>.
- [5] ALMA ATACAMA LARGE-MIRROR ARRAY:  
<http://www.alma.gov>.
- [6] GREAT GERMAN RECEIVER FOR ASTRONOMY AT THZ FREQUENCIES:  
<http://www.mpifr-bonn.mpg.de/div/mm/tech/het.html>.
- [7] APEX ATACAMA PATHFINDER EXPERIMENT:  
<http://www.mpifr.mpg.de>.
- [8] ROLF GÜSTEN, PAUL HARTOGH, HEINZ-WILHELM HÜBER, ET AL: *GREAT - The First Generation German Heterodyne Receiver*. SPIE Conference 4014 Airborne Telescope Systems 27-28 March Munich, Germany, 2000.
- [9] NASA NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION:  
<http://www.nasa.gov>.
- [10] DLR DEUTSCHES ZENTRUM FÜR LUFT- UND RAUMFAHRT:  
<http://www.dlr.de>.
- [11] ROBERT BROWN, DARREL EMERSON, JAAP BAARS, LARRY D'ASSARIO ET AL:  
*Alma Projekt Book*. rev 2000.

- [12] J.M. PAYNE, L.D.ADDARIO, D.T. EMERSON, A.R. KERR, B. SHILLUE: *Photonic local oscillator for the Milimeter Array*. SPIE Conference on Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes, March 1998.
- [13] A. STÖHR, R. HEINZELMANN, F. SIEBE, D. JÄGER, ET AL: *Integrated 460 GHz Photonic Transmitter*. Electronics Letters 25th October, 2001.
- [14] FRANK SIEBE: *Aufbau und Charakterisierung eines Zwei-Farben Dauerstrich Ti:Saphir Lasers*. Diplomarbeit Universität Frankfurt, 1999.
- [15] KARSTEN SIEBERT: *Optoelektronische Erzeugung und Detektion kohärenter Dauerstrich-THZ-Strahlung für bildgebende Anwendungen*. Doktorarbeit Universität Frankfurt, 2002.
- [16] HOLGER QUAST: *Untersuchung photokonduktiver Emitter zur Erzeugung von Dauerstrich THz-Strahlung*. Diplomarbeit Universität Frankfurt, 18, 1993.
- [17] MARTIN WINGENDER: *Aufbau eines Laser Misch Experiment zur Erzeugung von Differenzfrequenzen im Sub-Milimeter und Terahertz-Bereich*. Doktorarbeit Universität Köln, 2000.
- [18] SANDRA STRYA, LARS HILDEBRANDTA, JOACHIM SACHERA, CHRISTIAN BUGGLEB, MARK KEMMANNB, WOLF VON KLITZINGB: *Compact tunable diode laser with diffraction limited 1 Watt for atom cooling and trapping*. Photonics West, 2004.
- [19] ALBERT EINSTEIN: . Phys. Zeitschrift, 18:121, 1917.
- [20] DIODEN LASER MODEL 6300 USER'S MANUAL: *NEW FOCUS*.
- [21] TA100 MANUAL : *TUI OPTICS*.
- [22] K.LIU AND M.G. LITTMANN: *Novel geometry for single mode scanning of tunable lasers*. Optical Letters, 3:138–140, 1978.
- [23] T. DAY, F.LUECKE AND M. BROWNELL: *Continuously tunable diode lasers*. Lasers and Optics, Seiten 15–17, 1993.
- [24] MILES: *Background Notes for Laser 1*. The University of St. Andrews, 1996.
- [25] G. D. BOYD AND H. KOGELNIK: *Generalized confocal resonator theory*. Bell System Technical Journal, Seiten 1347–1369, July 1962.
- [26] R. MÜLLER: *Halbleiter-Elektronik Rauschen*. 1980.

- [27] SHUJI MATSUURA, MASAHIKO TANI, HAJIME ABE, KIYOMI SAKAI, HIROYUKI OZEKI AND SHUJI SAITO: *High-Resolution Terahertz Spectroscopy by Compact Radiation Source Based on Photomixing with Diode Lasers in a Photoconductive Antenne*. Journal of Molecular Spectroscopy, 187, 1997.
- [28] ROBERTS: *Background Notes Radio and Coherent Techniques*. The University of St. Andrews, 1997.
- [29] (SELEKTIERT), SM-1224-GLASFASER: 3m.
- [30] DRESDEN, UNIVERSITÄT: *Optische Kommunikation (script)*.
- [31] UNIVERSITY, BRUNEL: *Advanced Electronics script*.
- [32] NANOCUBE: *PI-Intruments*.
- [33] KADOW, C., A. W. JACKSON, A. C. GOSSARD, S. MATSUURA und G. A. BLAKE: *Selfassembled ErAs islands in GaAs for optical-heterodyne THz generation*. Appl. Phys. Lett., 76(24):3510–3512, Juni 200.
- [34] LUYSBERG, M., H.SOHN, A.PRASAD, P.SPECHT, Z.LILIENTAL-WEBER, E.R. WEBER, J. GEBAUER und R. KRAUSE-REHBERG: *Effekts of the growth-temperatur and As/Ga flux ration on the incorporation of excess AS into low temperatur grown GaAs*. J. Appl. Phys., 1:561–566, 1998.
- [35] Z.LILIENTAL-WEBER, X. W. LIU, J. WASHBURN und W. SCHAFF: *Rapid thermal annealing of low-temperatur GaAs layers*. J. Appl. Phys., 66:2086–2088, 1995.
- [36] LOOK, D.C., D.C. WALTERS M.O. MANASREH, J R SIZELOVE C.E. STUTZ und K. R. EVANS: *Anomalous hall-effects in low-temperature molecular-beam-epitaxial Ga:As Hopping in a dens EL2-like band*. Phys. Rev. B, 42:3578–3581, 1990.
- [37] WARREN, A., J.M. WODALL, J.L. FREEOUF, D. GRISCHKOWSKY, D.T. MCINTURFF, M.R. MELLOCH und N. OTSUKA: *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperatur molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett., 57:1331–1333, 1990.
- [38] LOOK, D. C.: *On compensation and conductivity models for molecular-beam-epitaxial GaAs at low temperature*. Optics Lett., 70:3148–4151, 1993.
- [39] SZE., S. M.: *Physics of semiconductor devicec*. Wiley & Sons, 2. Auflage, 1981.



## Akademischer Lebenslauf

### Allgemeine Daten

12/10/1974            geboren in Frankfurt am Main  
08/1996 - 06/1997    Auslandsaufenthalt in St.Andrews (SCO)  
Seit 12/1999           in Bonn lebend

### Schulische Ausbildung

08/1981 - 08/1985    Diesterweg Grundschule, Frankfurt am Main  
08/1985 - 08/1994    Liebigschule (Gymnasium), Frankfurt am Main

### Universitäre Ausbildung

10/1994 - 10/1999    Studium der Physik an der  
                          Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt a. M.  
  
06/1995                Vordiplomsprüfung (Nebenfach Elektronik) an der  
                          Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt a. M.  
  
08/1996 - 06/1997    Studium der Physik an der Universität in St.Andrews (SCO)  
  
04/1998 - 04/1999    Anfertigung der Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe  
                          Ultrakurzzeitspektroskopie von Prof. Dr. H. G. Roskos.  
                          ◦ Entwurf, Aufbau und Charakterisierung eines  
                          Zwei-Farben-Dauerstrich Ti:Saphir Lasers  
  
10/1999                Diplom-Hauptprüfung (Wahlfach Numerik) an der  
                          Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt a. M.  
  
Seit 12/1999           Promotionsstudium am Max-Planck-Institut für  
                          Radioastronomie in Bonn (MPIfR) im Bereich mm-  
                          und submm-Astronomie bei Prof. Dr. K. M. Menten.  
                          ◦ Untersuchung von lt:GaAs Dauerstrich-submm-  
                          Quellen für radioastronomische Anwendungen  
                          mit Hilfe orts aufgelöster Nahfeld-Anregung  
  
01/2001                Philip-Siedler-Wissenschaftspreis des Jahres 2000  
                          des Physikalischen Vereins Frankfurt am Main.  
  
Seit 07/2004           Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung  
                          Überschall/Plasma Windkanäle des DLR-KÖLN.

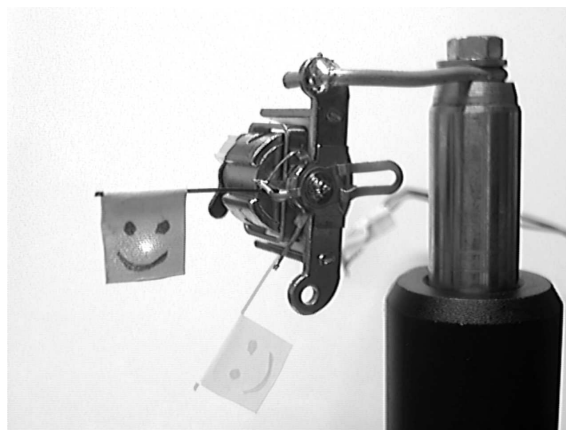
(Leerseite)

## Danksagung

Für die Unterstützung dieser Arbeit möchte ich einmal dem MPIfR in Bonn danken, das diese Arbeit erst ermöglicht hat. Trotz den personellen Veränderungen innerhalb der Arbeitsgruppe und administrativer Zwänge der MPG, konnte ich mich dort vollständig meiner Arbeit widmen und den Aufbau der experimentellen Einrichtungen dort maßgebend mitgestalten.

Auch danke ich Prof. Dr. Hartmut Roskos an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt als Betreuer sowie meinen Eltern für ihre Geduld bei der Durchführung und dem Abschluss dieser Arbeit.

Zu guter letzt möchte ich mich dann noch bei meinem treuen Helfer bedanken, der mir auch zu noch so später Stunde so unermüdlich geholfen hat, die Laserstrahlung abzublocken und sie dann auf Kommando auch immer wieder freigegeben hat.



*Frank Siebe*